

Laboratoire de Physique des Hautes Energies
EPF-Lausanne

INTRODUCTION AUX ASTROPARTICULES

23 mai 2006

Connaissances demandées :

-Physique des particules de troisième année

Quelques références :

- 1) High Energy Astrophysics , Malcom S. Longair, Cambridge (1997)
- 2) Cosmology and particle astrophysics, L. Bergström, A. Goobar, Wiley (1999)
- 3) Gamma-Ray astronomy, P.V. Ramana Murthy, A.W. Wolfendale, Cambridge (1993)

Aurelio Bay, BSP, bureau 616 Tél : (021)693 0472
Aurelio.Bay@epfl.ch <http://www-lphe.epfl.ch/~bay>

Table des matières

1	Introduction	3
1.1	Astroparticules ; de la production à l'observation	4
1.2	Quelques formules et paramètres	6
1.3	Les unités naturelles et les sections efficaces	7
1.4	Gerbes hadroniques et e.m. dans l'atmosphère	10
1.5	Les distributions à grande échelle	10
2	Les rayons cosmiques	16
2.1	Spectre d'énergie et composition de la composante hadronique à basse énergie	16
2.2	Les énergies ultra-hautes (UHE)	18
2.2.1	Détection des rayons cosmiques UHE	19
2.2.2	Interaction des rayons cosmiques UHE avec la CMBR, la limite GZK	23
2.3	Le modèle de Fermi (du "deuxième ordre")	24
2.4	Le modèle de Fermi (du "premier ordre"), les ondes de choc	28
2.5	Le processus d'accélération, analyse dimensionnelle	31
2.6	Les "flammes" du Soleil	32
2.7	Accélération dans la magnétosphère des pulsars	36
2.8	Au delà du Modèle Standard	37
3	La radiation e.m	39
3.1	Introduction	39
3.2	Mécanismes de production	41
3.2.1	Les raies spectrales	41
3.2.2	Les continuum	44
3.3	Mécanismes d'absorption	50
3.4	Les détecteurs	52
3.4.1	Les détecteurs dans l'espace	52
3.4.2	Les détecteurs au sol	56
3.5	Le catalogue de EGRET	65
3.6	Les sources de gamma multi-GeV.	65
3.6.1	Sources galactiques	65
3.6.2	Sources extragalactiques	66
3.6.3	Cosmologie observationnelle.	67
3.7	Geminga	68
3.8	Gamma Ray Burst (GRB)	68
4	Neutrini	71
A	Interaction des particules avec la matière.	73
A.1	Photons et électrons.	73
A.2	Gerbes électromagnétiques.	75
A.3	Gerbes hadroniques.	77
B	Annexe : Equation de transport	79

1 Introduction

Les accélérateurs terrestres peuvent fournir des informations jusqu'à des échelles d'environ 1 TeV (10^{12} eV). L'échelle de Grande Unification (GUT, le point de convergence des couplages électrofaible et fort) est aux environs de 10^{15} GeV= 10^{24} eV. L'échelle de Planck, à 10^{19} GeV= 10^{28} eV, correspond à la transition vers une gravitation quantique. On pourra difficilement obtenir des informations dans ces domaines au moyen des accélérateurs terrestres. La Cosmologie nous offre un excellent laboratoire pour les études à haute énergie.

La physique des astroparticules est le trait d'union entre l'Astrophysique, la Cosmologie et la physique de particules.

La liste de problèmes qui se posent au physicien des particules et à l'astrophysicien est très grande :

- Le problème de la matière obscure et du rôle de la constante cosmologique ("énergie noire").
- La difficulté que l'on rencontre à concilier l'homogénéité de la radiation de fond à 2.725 K et la distribution désordonnée de la matière visible.
- L'existence de rayons cosmiques de très haute énergie ($> 10^{20}$ eV).
- L'absence, jusqu'à aujourd'hui, de tout signal clair en faveur d'une physique au-delà du Modèle Standard, que l'on sait incomplet.

etc...

La solution de ces problèmes, qui demande des efforts matériels et intellectuels considérables, est fort probablement indispensable à la compréhension de la réalité et nous amènera certainement à la découverte de nouveaux mondes (on peut toujours rêver !).

1.1 Astroparticules ; de la production à l'observation

Les astroparticules (AP) sont les signaux qui nous sont envoyés des astres et du Cosmos : photons, hadrons, leptons, ondes gravitationnelles,...

Les astroparticules sont produites dans une source extra terrestre et se propagent vers la Terre où elles sont alors observées par le physicien (figure 1.1).

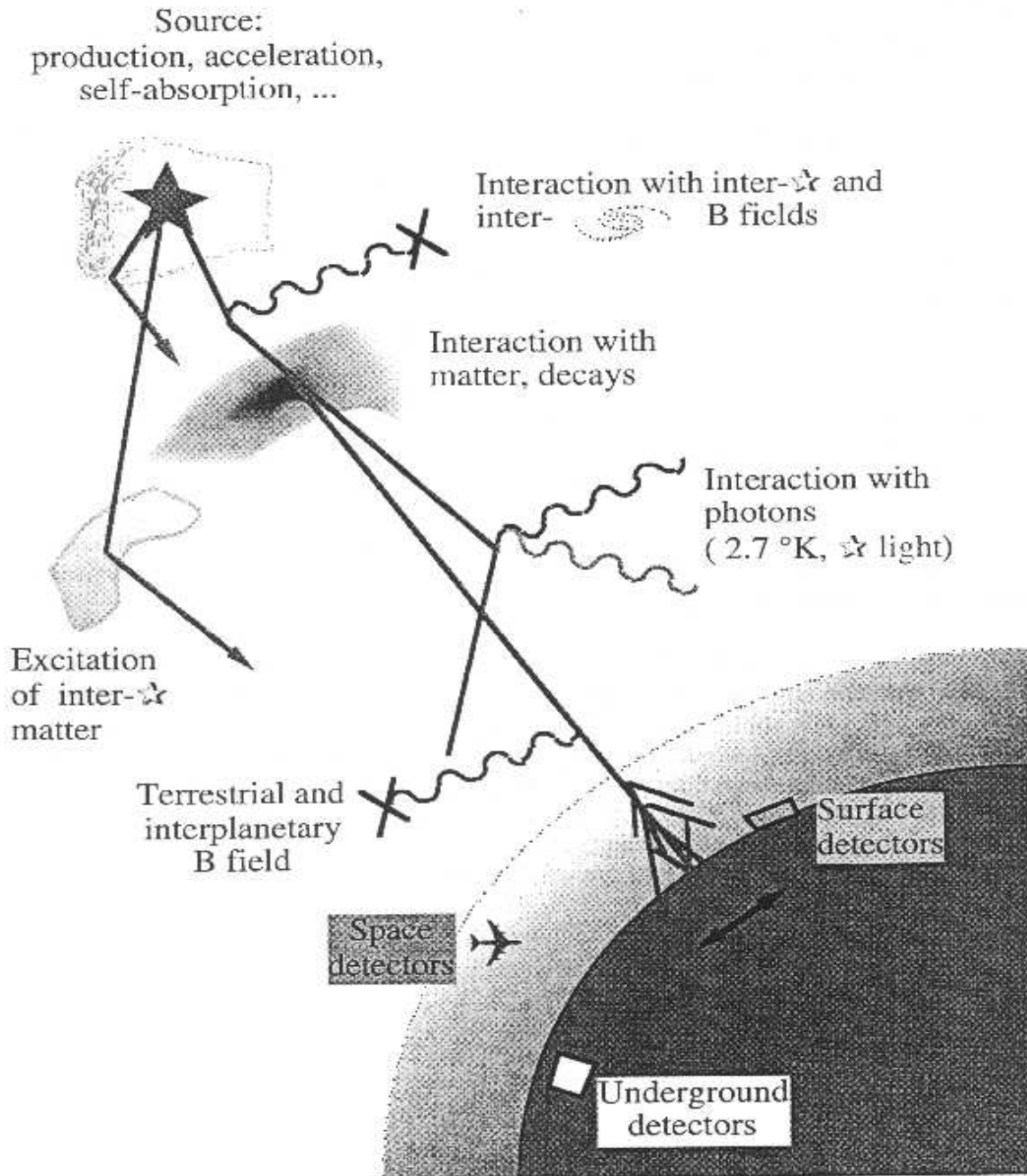


FIG. 1.1 – Production, propagation et détection des astroparticules.

La production peut être due à un phénomène d'accélération ou à la désintégration d'un objet plus ou moins exotique.

La source peut présenter un phénomène d'autoabsorption.

Pendant son voyage vers la terre, l'AP peut se désintégrer, interagir avec le milieu intergalactique, interstellaire, interplanétaire et l'atmosphère. Les champs magnétiques modifient la trajectoire des particules chargées. L'interaction avec la radiation e.m. (la lumière des étoiles, la “**C**osmic **M**icrowave **B**ackground **R**adiation (CMBR)”, les champs magnétiques,...) dégrade l'information initiale en redistribuant l'énergie. L'AP étant arrivée sur terre, l'observation se fait par :

- Des détecteurs installés sur navettes spatiales, ayant des volumes typiques de l'ordre du m^3 .
- Des détecteurs au sol ; par exemple des réseaux de scintillateurs couvrant des surfaces de l'ordre de $10\text{-}100 \text{ km}^2$. Un autre exemple est donné par les réseaux (Flye's Eye) qui utilisent l'atmosphère comme milieu de détection (fluorescence ou lumière Cherenkov).
- Des détecteurs de grand volume, dans le sous-sol, pour la détection des neutrinos.

Si l'on s'intéresse à l'extrême du spectre hadronique ($E > 10^{20} \text{ eV}$), le taux est de l'ordre d'un événement par km^2 , par stéradian et par siècle. Seul un détecteur de très grande surface permet l'observation de ces événements rares.

Q. : calculer les paramètres géométriques d'un détecteur qui utilise l'atmosphère comme milieu de conversion et qui utilise la lumière de fluorescence ou Cherenkov pour la détection. On cherche à obtenir au moins 1 événement/année.

Au niveau de la mer, après 10000 kg/m^2 d'air, on observe au sol essentiellement la radiation e.m. non absorbée (onde radio, lumière), les muons des gerbes hadroniques, et les neutrinos. La reconstitution de la composition d'origine (avant interaction avec l'atmosphère) n'est pas toujours facile. L'utilisation d'instruments dans des satellites est donc très importante, en tout cas pour l'identification des événements pas trop rares.

La composition d'origine est donnée dans la table, qui oublie les neutrinos, sans compter d'autres particules exotiques, pas encore observées.

98% hadrons	hadrons (H/He/autres=87/12/1)
2% électrons	
0.01% gamma ($E > 1 \text{ MeV}$)	

TAB. 1.1 – Composition d'origine de la radiation cosmique

1.2 Quelques formules et paramètres

1 UA (unité astronomique)	= 1.496 10 ¹¹ m
1 pc (parsec ,parallaxe second)	= 3.0856 10 ¹⁶ m
1 ly (année lumière)	= 9.4605 10 ¹⁵ m
1 masse solaire	= 1.989 10 ³⁰ kg
1 rayon solaire	= 6.9598 10 ⁸ m
Luminosité du soleil	= 3.90 10 ²⁶ W
Vitesse du soleil dans la galaxie	= 250 km/s

TAB. 1.2 – Système solaire

Données sur notre galaxie

Epaisseur au centre	= 5 kpc
Diamètre du disque	= 30 kpc
Halo	= 3×10 kpc (amas globulaires,...)
Distance du soleil au centre de la galaxie	= 10 kpc
Epaisseur de la galaxie à la position du soleil	= 1kpc
Hauteur du soleil au-dessus du plan galactique	= 10 pc
Pôle Galactique	= ($\alpha = 12\text{h}49\text{m}$, $\delta = +27^\circ 24'$)
Centre de la galaxie	= ($\alpha = 17\text{h}42\text{m}$, $\delta = -28^\circ 57'$)
Masse visible	= 2 10 ¹¹ masses solaires
Masse (avec halo HI)	= 6 10 ¹¹ masses solaires
Densité	= environ 11 ⁻²⁴ g cm ⁻³

TAB. 1.3 – Notre galaxie

T fond cosmique	2.725 ± 0.001 K
Champ B intergalactique	: O(1 nG)
galactique	: O(1 μG)
interplanétaire	: ≈ 10 μG
terrestre	: 0.45 G (sous notre latitude)
Energie libérée par une Super Nova (SN)	= 10 ⁴⁶ J

TAB. 1.4 – Varia

Rayon de courbure pour une particule d'énergie totale E, de quantité de mouvement p, de masse m et de charge q=Ze, dans un champ B :

$$r = p/(qB) \quad (1.1)$$

$$\frac{r}{1\text{UA}} = 200 \frac{p}{1\text{TeV}} \frac{1\mu\text{G}}{B} \quad (1.2)$$

ou

$$r[m] = 3 \times 10^9 \gamma \frac{1}{B/10^{-9} \text{Tesla}} \quad \text{où} \quad \gamma = \frac{E}{mc^2} \quad (1.3)$$

$$\text{Rayon de Schwarzschild} = 2GM/c^2 \quad (1.4)$$

$$\text{Paramètre de Hubble } H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.5)$$

$$H(\text{maintenant}) = H_0 = h \times \text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1} \quad (1.6)$$

$$h = 71 \pm 0.07 \pm (+1.15, -0.95) \quad (1.7)$$

$$\text{“red shift”} : (1+z) = \lambda_{obs}/\lambda \quad (1.8)$$

1.3 Les unités naturelles et les sections efficaces

Si l'on pose $c = \hbar = k_B = 1$ alors

$$\begin{aligned} \text{longueur} &= \text{temps} = 1/\text{masse} \\ 1\text{GeV}^{-2} &= 0.389 \cdot 10^{-27} \text{cm}^2 \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\text{Rayon de Schwarzschild} = 2GM \quad (1.10)$$

$$\alpha_{\text{em}}(0\text{GeV}) = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137} \quad (1.11)$$

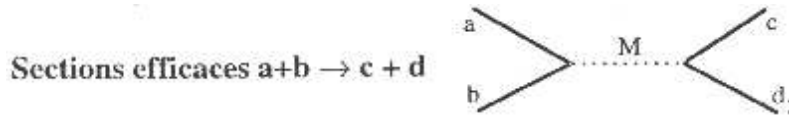
$$\alpha_{\text{em}}(100\text{GeV}) \approx \frac{1}{128} \quad (1.12)$$

$$\text{charge faible} = g_W = e/\sin \theta_W \quad \sin^2 \theta_W \approx 0.23 \quad (1.13)$$

$$\frac{g_W^2}{4\pi} \approx \alpha_{\text{em}} \times 0.23 \quad (1.14)$$

$$\alpha_{\text{strong}}(10\text{GeV}) \approx 0.3 \quad \alpha_{\text{strong}}(100\text{GeV}) \approx 0.11 \quad (1.15)$$

L'énergie dans le c.m. est \sqrt{s} .



Le propagateur pour une particule de masse M donne une contribution $\frac{1}{s-M^2}$ à l'amplitude.

La section efficace a la forme :

$$\sigma = \text{const} \times \rho \times \frac{\alpha^2}{(s - M^2)^2} \quad (1.16)$$

α est la constante de l'intensité de l'interaction en jeu ;

ρ est le facteur d'espace de phase qui mesure l'ensemble des configurations disponibles dans l'état final. Pour une énergie plus grande que la valeur des masses des particules dans l'état final, ρ croît comme s . Donc

$$\sigma \sim \frac{s\alpha^2}{(s - M^2)^2} \quad (1.17)$$

$$\text{Si } M^2 \ll s \text{ alors } \sigma \sim \frac{\alpha^2}{s} \quad (1.18)$$

$$\text{Si } M^2 \gg s \text{ alors } \sigma \sim \frac{s\alpha^2}{M^4} \quad (1.19)$$

Si l'on se place à des valeurs de s proches de M^2 il faut modifier la section efficace ci-dessus en introduisant une forme de Breit-Wigner. Le propagateur devient $\frac{1}{s-M^2+i\Gamma M}$ avec Γ la largeur de la résonance.

Q. : Pour le processus $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$ calculer l'énergie du neutrino pour que l'on tombe sur la masse du W . L' électron est au repos (Réponse : 6.3 PeV).

Exemples :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{3s} \quad \text{à grand } s \quad (1.20)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-) = \frac{sg_{\text{weak}}^4}{96\pi M_W^4} \quad m_\mu \ll \sqrt{s} \ll m_W \quad (1.21)$$

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-) = \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{2m_e^2}(1-v^2) \left[(3-v^4) \ln\left(\frac{1+v}{1-v}\right) + 2v(v^2-2) \right] \quad (1.22)$$

avec v la vitesse d'un des leptons dans le c.m. : $v = \sqrt{1 - 4m_e^2/s}$

Q. : Montrer que près du seuil $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-) = \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{m_e^2} v$

tandis que pour $s \gg (2m_e)^2$ $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{s} \left[\ln\left(\frac{\sqrt{s}}{m_e}\right) - 1 \right]$

Annihilation :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{2vm_e^2} (1 - v^2) \left[\frac{(3 - v^4)}{2v} \ln\left(\frac{1 + v}{1 - v}\right) - 2 + v^2 \right] \quad (1.23)$$

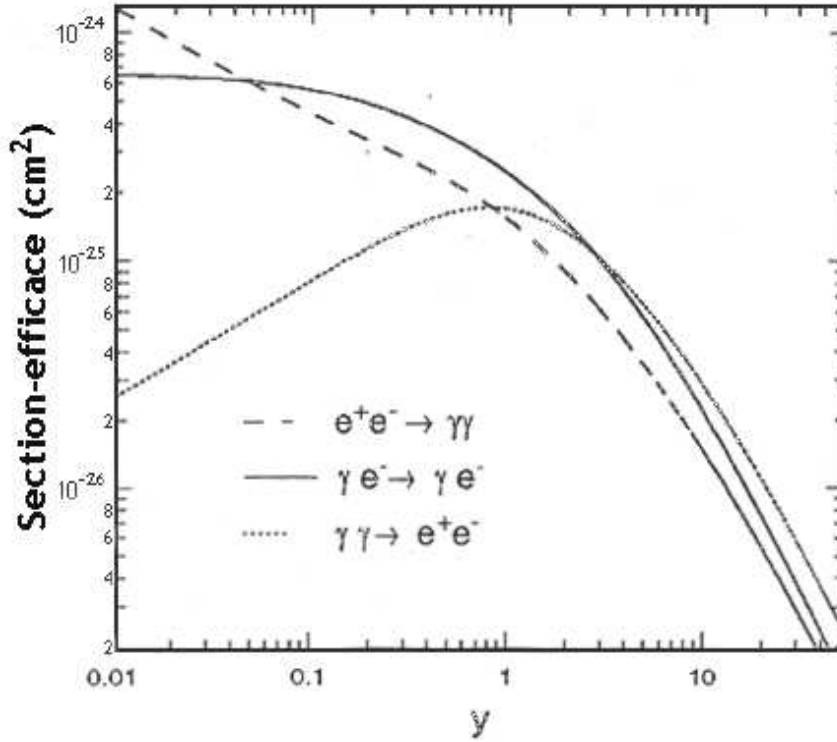


FIG. 1.2 – Sections efficaces pour l'annihilation, la diffusion Compton et la création de paire.

Diffusion Compton :

$$\sigma(\gamma e \rightarrow \gamma e) = \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{v^3 m_e^2} (1 - v) \left[\frac{4v}{1 + v} + (v^2 + 2v - 2) \ln\left(\frac{1 + v}{1 - v}\right) - \frac{2v^3(1 + 2v)}{(1 + v)^2} \right] \quad (1.24)$$

avec v la vitesse de l'électron dans le c.m. : $v = (s - m_e^2)/(s + m_e^2)$

Q. : montrer que pour des petites énergies, on trouve la formule de Thomson :

$$\sigma(\gamma e \rightarrow \gamma e) = \frac{8\pi\alpha_{\text{em}}^2}{3m_e^2}$$

La figure 1.2 montre ces sections efficaces en fonction de la variable y qui donne l'énergie disponible dans le c.m. :

$$y = \frac{\sqrt{s} - \sqrt{s_{\min}}}{m_e}$$

$\sqrt{s_{\min}} = 2m_e$ pour la création de paire et pour l'annihilation, $\sqrt{s_{\min}} = m_e$ pour la diffusion Compton.

Interaction forte :

Dans ce cas, la structure interne des hadrons joue un rôle.

Dans une diffusion nucléon-nucléon à basse énergie, on peut considérer que l'échange d'impulsion se fait par un pion et

$$\sigma(pp \rightarrow X) \sim \frac{1}{m_\pi^2} \approx \frac{1}{0.1^2 \text{GeV}^2} = 0.4 \times 10^{-23} \text{cm}^2 \quad (1.25)$$

A partir du moment où l'interaction est capable de résoudre la structure interne de l'hadron, on doit faire intervenir les fonctions de structure de ce dernier. Les fonctions de structure indiquent la probabilité pour un parton de transporter une certaine fraction de la quantité de mouvement totale de l'hadron.

Certaines section efficaces sont tabulées (Particle Data Group, PDG).

1.4 Gerbes hadroniques et e.m. dans l'atmosphère

Lors du développement d'une gerbe e.m. ($E > 0.1 \text{ GeV}$), la distance à laquelle on trouve le nombre le plus élevé de particules est

$$x_{\max} = \frac{X_0}{\ln 2} \ln \frac{E}{\varepsilon_c} \quad (1.26)$$

où X_0 = longueur de radiation et ε_c = énergie critique

le nombre de particules au maximum de la gerbe vaut

$$N_{\max} = \frac{E}{\varepsilon_c} \quad (1.27)$$

Dans le cas des gerbes hadroniques on a aussi les proportionnalités

$$x_{\max} \propto \ln E, \quad N_{\max} \propto E \quad (1.28)$$

Une règle valable pour les très hautes énergies est que l'énergie de la particule initiale peut être obtenue (à $\pm 25\%$) en comptant 1.4 GeV par particule au maximum de la gerbe.

1.5 Les distributions à grande échelle

Le découplage entre la radiation et la matière a eu lieu quand l'univers avait une taille d'environ 1/1000 de celle d'aujourd'hui ($z = 1100$). L'âge était d'environ $t_d = 300000$ années.

La radiation de fond CMBR à $T=2.728\pm 0.002$ K représente l'évolution du corps noir de t_d à aujourd'hui. Le spectre est celui d'un corps noir avec une densité d'énergie

$$\varepsilon_{\text{rad}} = \sigma T^4 = 4.2 \cdot 10^{-14} \text{ J m}^{-3} = 2.62 \cdot 10^5 \text{ eV m}^{-3} \quad (1.29)$$

et une densité d'environ 420 photons/cm³.

Le **C**osmic **B**ackground **E**xplorer (COBE) a effectué des mesures à 31.5, 53 et 90 GHz. La mesure brute montre que le fond constitue une espèce de repère absolu dans lequel la terre se déplace à une vitesse de 200-250 km/s. Une fois corrigé l'effet du mouvement de la terre et les différentes sources de bruit étant soustraites, le fond restant apparaît très uniforme. Si l'on considère des régions angulaires de 10°, les fluctuations sont de $29\pm 1\mu$ K. Converti en termes d'intensité, cela donne

$$\Delta I/I = 10^{-5} \quad (1.30)$$

Cela est montré à la figure 1.3 (voir site web de COBE). Plus récemment le satellite WMAP a effectué des observations avec une résolution plus poussée (<http://map.gsfc.nasa.gov/>) à 23, 33, 41, 61 et 94 GHz (figure 1.4).

Donc la radiation présente une homogénéité remarquable. On ne peut pas en dire autant pour la matière "visible". En utilisant la loi de Hubble, on peut estimer les distances des galaxies. La figure 1.5 montre la distribution d'environ 100000 galaxies de l'Univers proche. Il s'agit de galaxies avec des vitesses d'éloignement jusqu'à 15000 km/s. Nous sommes au centre de la figure dans l'Amas Local qui, à son tour, se trouve dans le Superamas Local. Ce dernier est un ensemble de galaxies centrées sur l'amas Virgo qui se trouve à 15-20 Mpc de chez nous. La figure montre aussi la "Grande Muraille".

La figure 1.6 montre une image de l'Univers local dans laquelle on ne considère que les structures les plus importantes.

Un des problèmes de la Cosmologie est de concilier l'homogénéité de la distribution du CMBR avec l'irrégularité de la matière visible. Si l'on se limite au domaine des sources radio, on sélectionne quasi exclusivement les radiogalaxies et les quasars, tous des objets très éloignés. Dans ce cas la distribution est très uniforme, comme le montre la figure 1.7.

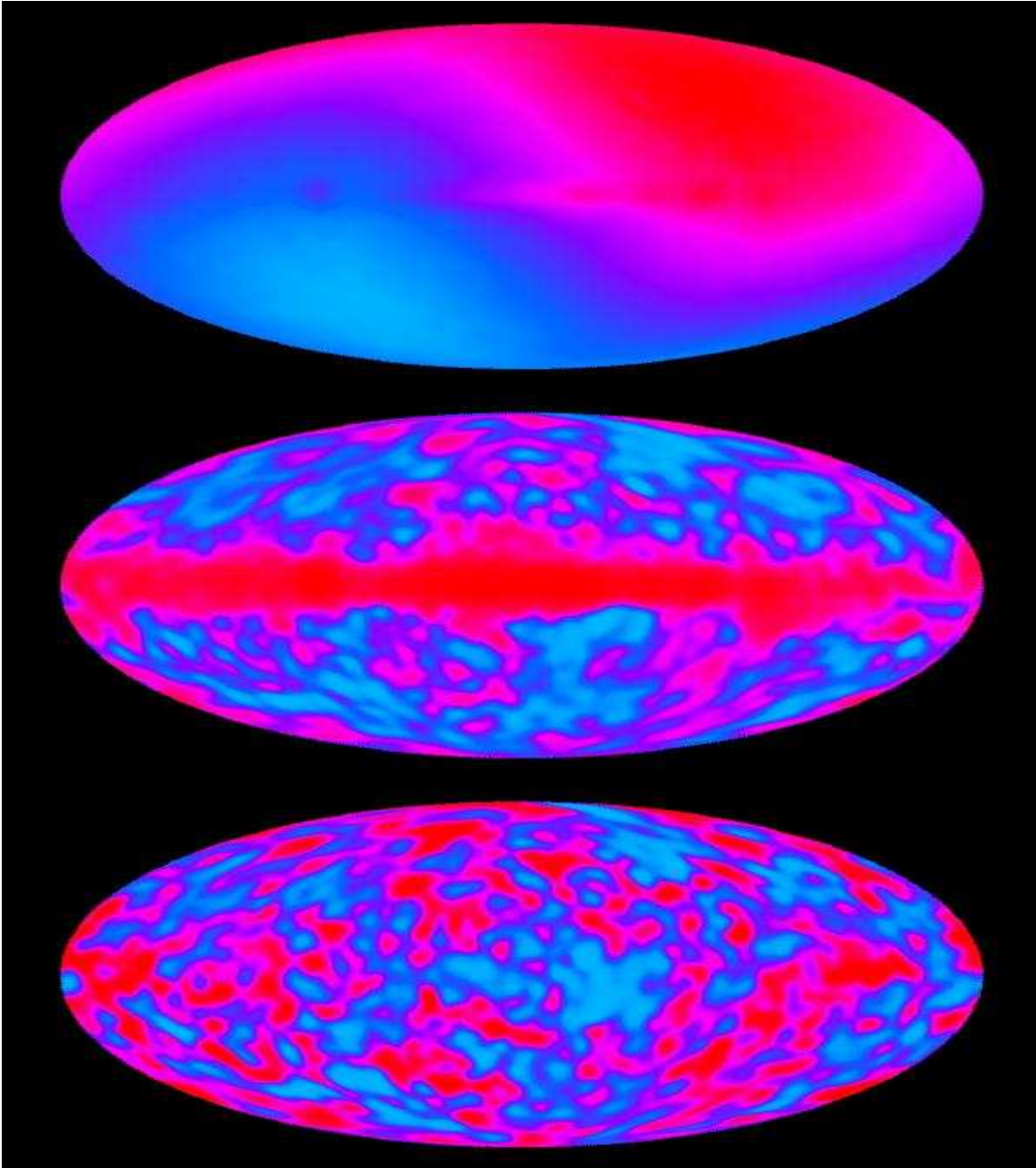


FIG. 1.3 – Distribution de l'intensité de la CMBR. En haut : résultat brut de la mesure par le “**D**ifferential **M**icrowave **R**adiometer” de COBE. Au milieu : résultat corrigé par soustraction de l'effet du mouvement de la terre et du bruit de fond dû aux contributions thermiques (poussières) et aux gaz chauds (Compton). La radiation synchrotron de notre galaxie se manifeste par une bande uniforme traversant la figure de part en part. En bas : résultat final, après soustraction de la contribution de cette radiation synchrotron.

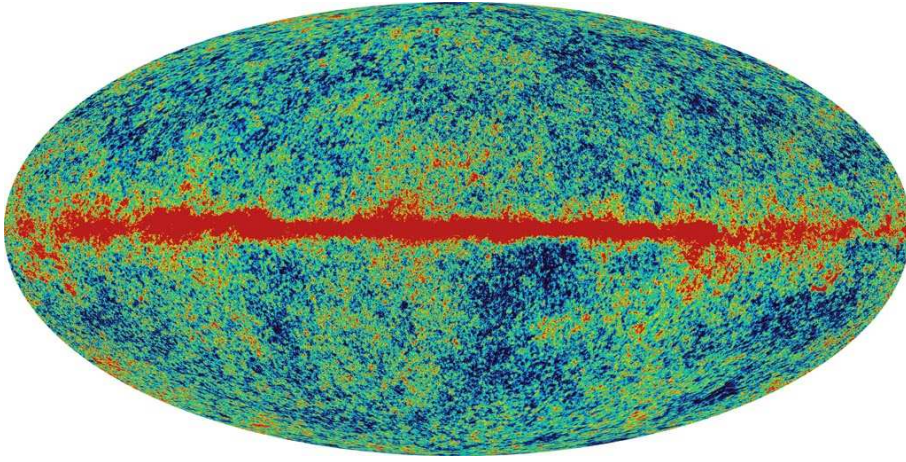


FIG. 1.4 – Distribution de l'intensité de la CMBR par WMAP.

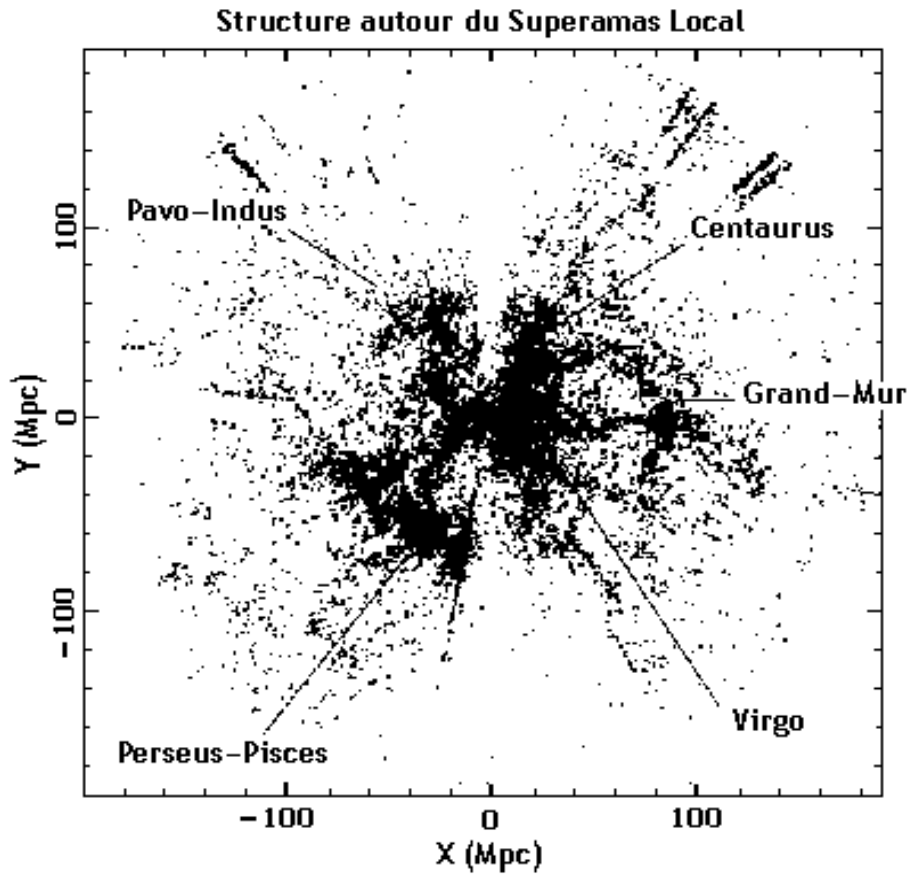


FIG. 1.5 – Vue en coupe de l'univers local à partir d'un échantillon de plus de 100 000 galaxies.

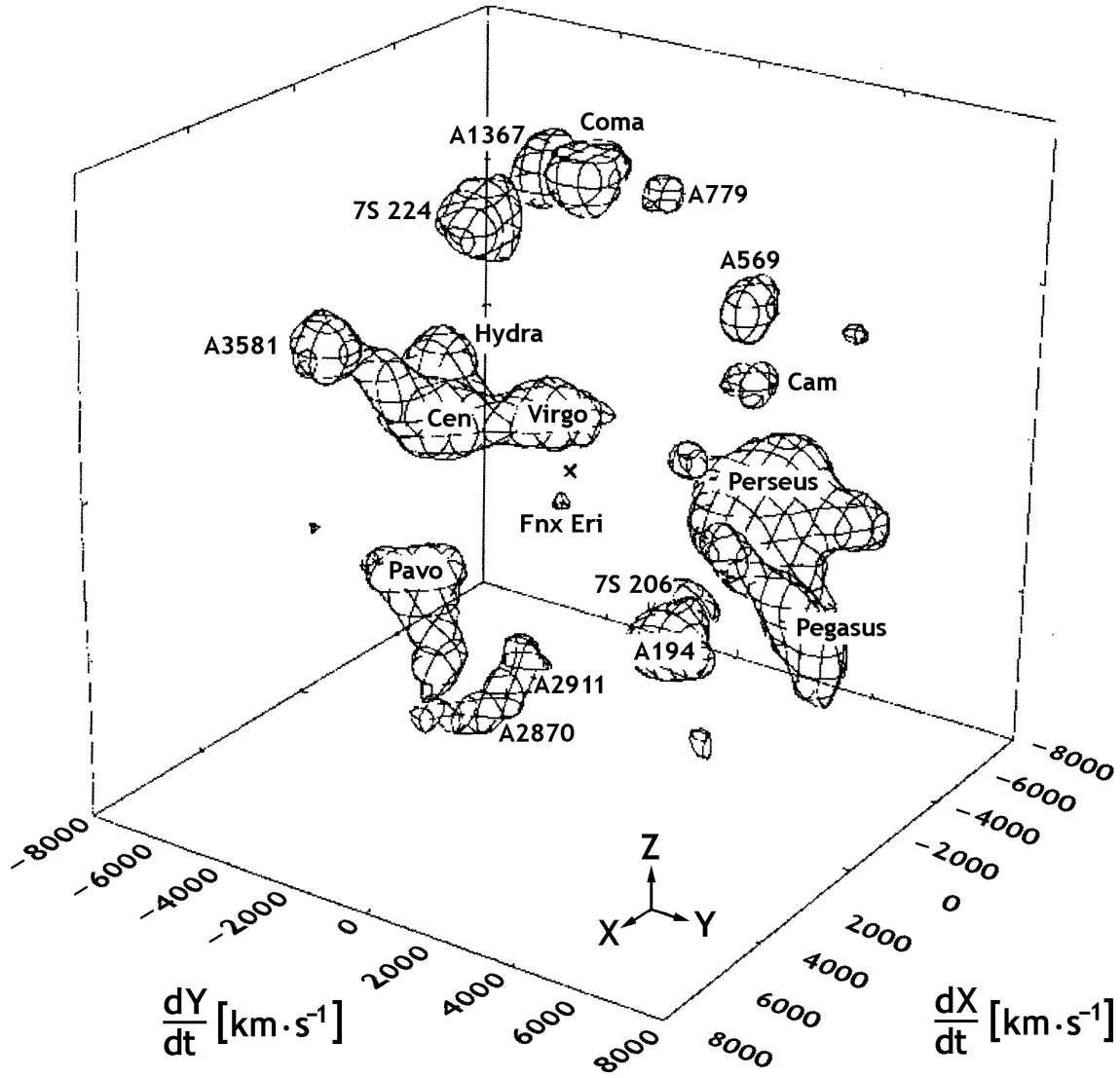


FIG. 1.6 – Structure locale. Nous sommes au centre, sur la petite croix, l'axe X est dirigé vers le centre de notre Galaxie et l'axe Y est parallèle à la vitesse de rotation de celle-ci.

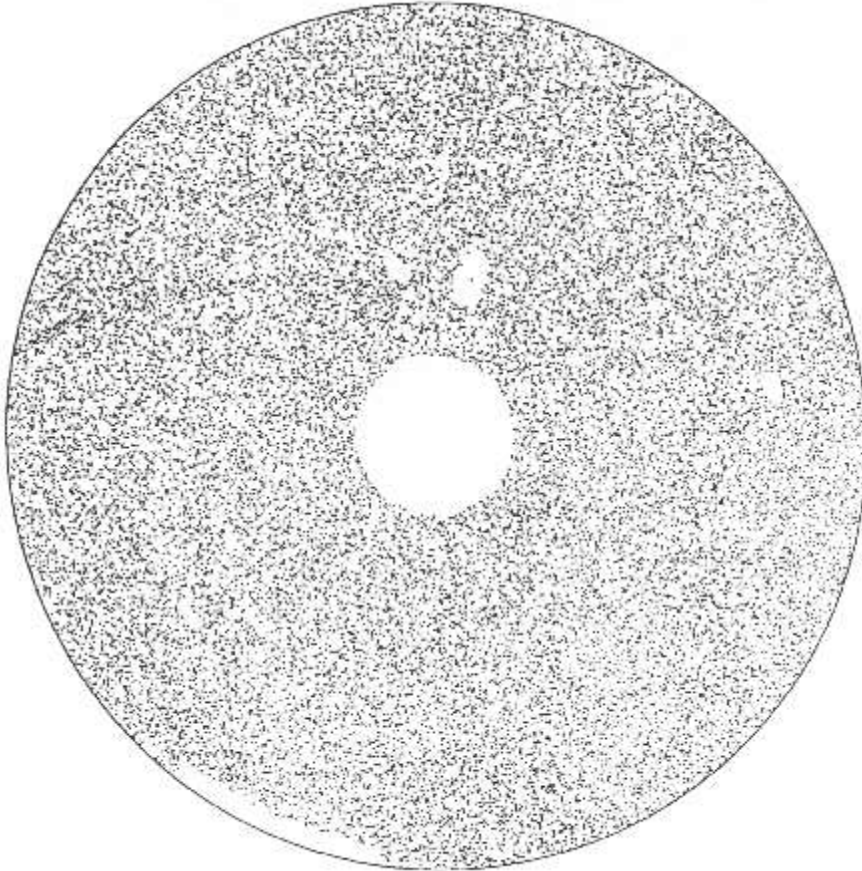


FIG. 1.7 – Distribution de 31000 sources radio. Les trous correspondent à des sources intenses. Mis à part un léger excès en correspondance du plan galactique, la distribution de ces objets très éloignés est uniforme.

2 Les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques (RC) ont été découverts en 1912 par Victor Hess par l'étude de leur effet ionisant. L'étude se faisait avec des détecteurs emportés dans des ballons.

Hess a partagé le prix Nobel avec C. D. A. Anderson qui avait découvert le positon dans les rayons cosmiques observés dans des émulsions photographiques.

A partir de 1 TeV les particules du rayonnement cosmique arrivent sur la terre de façon pratiquement isotrope. A plus faible énergie, les champs magnétiques du système solaire affectent la trajectoire de ces particules.

Q. : montrer que pour $p < 10^{19}$ eV les rayons cosmiques chargés (p. ex. des protons, $Z=1$) sont confinés dans notre galaxie.

Par “rayons cosmiques” on entend souvent la composante hadronique du flux de particules qui entrent dans l'atmosphère terrestre. Dans ce chapitre on va aussi mentionner la composante électronique.

2.1 Spectre d'énergie et composition de la composante hadronique à basse énergie

Le spectre jusqu'à 10^6 MeV/nucléon est représenté pour H, He, C, Fe à la figure 2.1. On voit que le gros de la statistique se situe entre 10^1 et 10^4 MeV.

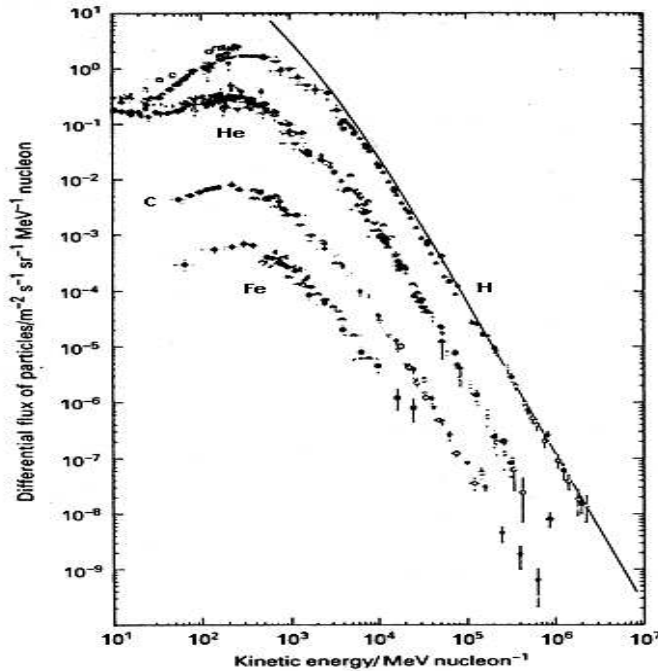


FIG. 2.1 – Spectres mesurés en dehors de l'atmosphère pour les noyaux de H, He, C et Fe.

Tous les éléments chimiques ont été observés dans les RC avec des abondances relatives

similaires à celles du système solaire et de la région interstellaire locale. La figure 2.2 compare ces deux distributions, en fonction de l'élément chimique. Les deux distributions sont arbitrairement normalisées au Si (100).

On observe :

- 1) un taux inférieur de protons et d' Hélium dans le rayonnement cosmique a celui du système solaire
- 2) un taux supérieur pour le groupe Li, Be, B et pour le groupe Sc, Ti, V, Cr, Mn.

L'observation 1) peut être le reflet d'une composition à la source plus riche en noyaux lourds, mais aussi le fait que ces derniers sont plus facilement ionisables, donc plus facilement prêts à être accélérés. L'observation 2) est probablement due au phénomène de spallation. A partir de C et O, la spallation enrichit le premier groupe, tandis que le Fe enrichit le second.

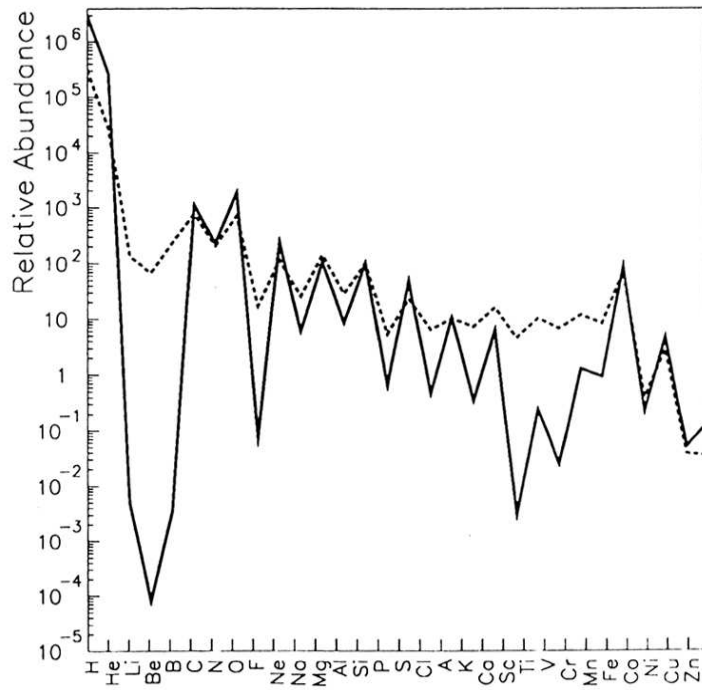


FIG. 2.2 – Composition chimique du système solaire (en continu) et du rayonnement cosmique (en pointillé).

2.2 Les énergies ultra-hautes (UHE)

La figure 2.3 montre le spectre d'énergie différentiel à partir de 0.1 GeV.

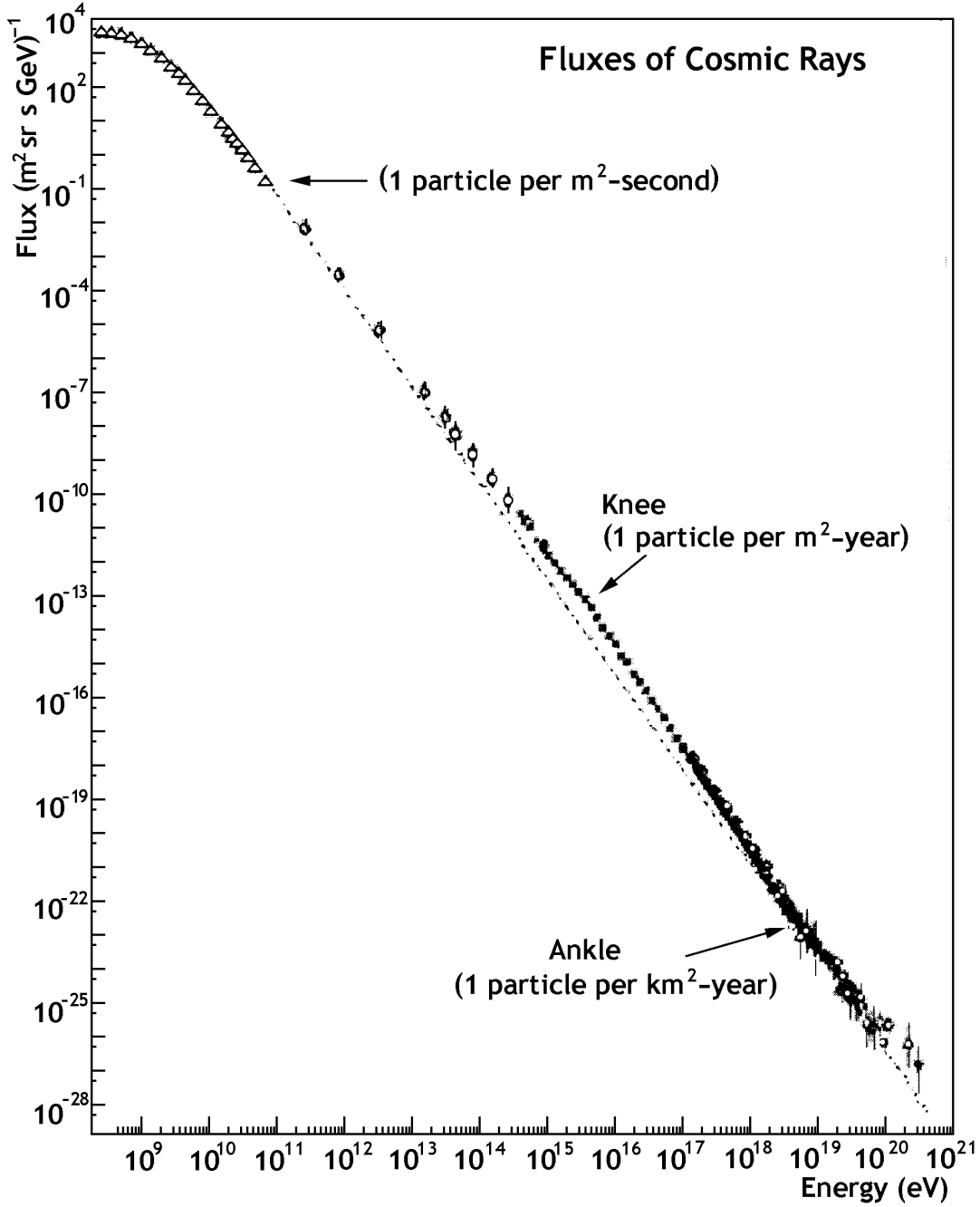


FIG. 2.3 – Compilation de mesures du spectre d'énergie différentiel des rayons cosmiques. La ligne pointillée correspond à $\alpha = 3$ (voir eq. 2.1 et 2.2). Les points de changement d'exposant sont indiqués, ainsi que les flux approximatifs par stéradian.

A partir de 10 GeV/nucléon le spectre plonge avec une loi de puissance

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (2.1)$$

La valeur du paramètre est :

$$\alpha = \begin{cases} 2.7 & E < 10^{16} \text{ eV} \\ 3.0 & 10^{16} < E < 10^{18} \text{ eV} \\ 2.5 & E > 10^{18} \text{ eV} \end{cases} \quad (2.2)$$

Les points de changement d'indice sont appelés le genou ("knee") et la cheville ("ankle").

Une compilation plus récente est montrée à la figure 2.4, où l'on a aplati la distribution en multipliant l'ordonnée par $E^{-2.7}$. A la rigueur, une quatrième région d'indice $\alpha = 2.5$ est visible près du genou.

En octobre 1991, le détecteur Fly's Eye a enregistré un événement qui a été estimé à $3.0^{+0.36}_{-0.54} \times 10^{20}$ eV. D'autres événements de ce type ont été observés par les observatoires d'Akeno (Japon) et d'Yakutsk (Russie).

Peut-on déterminer la source des RC ? Si l'on se concentre sur ces énergies extrêmes, on peut supposer que l'effet des champs magnétiques est petit. Si l'on considère l'effet des champs intergalactiques, la déviation angulaire dépend de la distance et du champ. Dans les unités appropriées au problème :

$$\frac{\theta}{0.1^\circ} = \frac{\frac{d}{1\text{Mpc}} \frac{B}{10^{-9}G}}{\frac{E}{3 \times 10^{20}\text{eV}}} \quad (2.3)$$

Les spéculations sur la valeur de B vont de 10^{-7} à 10^{-12} Gauss. Ce qui fait que la précision sur une centaine de Mpc est comprise entre une fraction de degré et l'infini (ou presque).

Q. : chercher dans la littérature les méthodes utilisées pour la mesure de B.

D'autre part, si l'on considère des sources ponctuelles à l'intérieur de la galaxie, les particules avec $E > 10^{19}$ eV ont des rayons de courbure plus grands que la taille de la galaxie et leur trajectoire devrait pointer vers l'origine des particules. Toutefois aucune source n'a pu être identifiée jusqu'à présent. En particulier, aucune corrélation avec le plan galactique n'a été mise en évidence, ce qui suggère fortement une origine extragalactique pour les rayons cosmiques UHE.

On peut aussi observer que l'anisotropie dans la distribution de la direction d'arrivée des cosmiques est très petite. Dans la fenêtre $10^{12} - 10^{14}$ eV l'analyse par ajustement de fonctions harmoniques donne des déviations plus petites que 10^{-3} .

2.2.1 Détection des rayons cosmiques UHE

L'observation de rayons cosmiques UHE ($E > \text{PeV}$) demande des moyens considérables car le taux se situe au niveau d'un événement par km^2 par siècle, dès que l'on dépasse 10^{20} eV. La mesure de l'énergie nécessite une forme de calorimétrie. De plus, il est souhaitable de pouvoir déterminer la direction de la particule primaire.

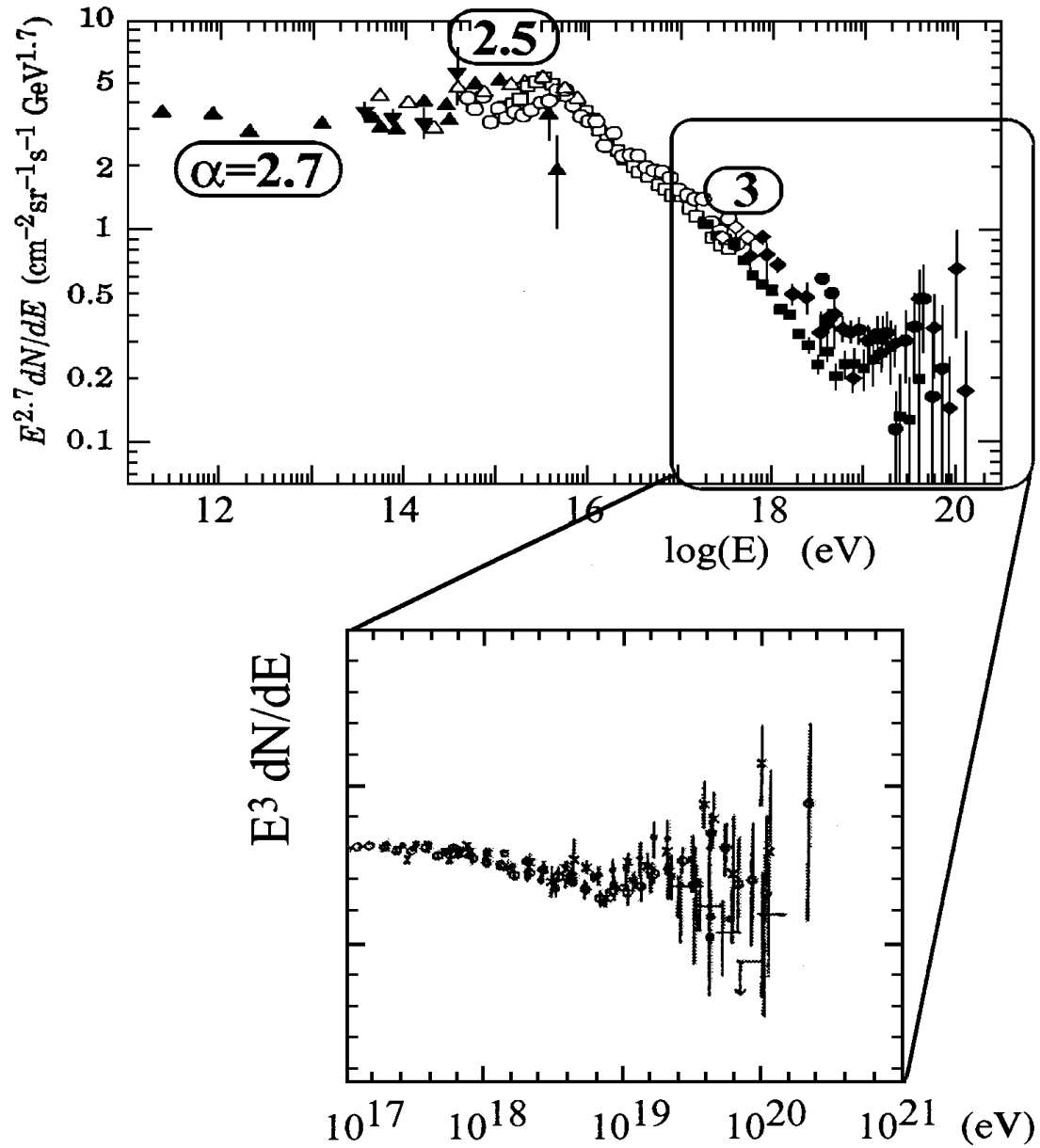


FIG. 2.4 – Spectre d'énergie différentiel des rayons cosmiques. Pour aplatir la distribution, on a multiplié le taux par $E^{-2.7}$ (en haut) et E^{-3} (le zoom en bas).

En pratique, on peut utiliser deux méthodes :

1) on compte les particules résiduelles de la fin de la gerbe, c. à d. les muons qui sont produits par la désintégration des pions. On utilise par exemple une matrice de scintillateurs, comme le réseau AGASA au Japon qui couvre 100 km^2 ;

2) on utilise la lumière de fluorescence de l'azote de l'air excité par les particules de la gerbe. C'est le cas du détecteur Fly's Eye, dans l'Utah (USA). On peut aussi utiliser la lumière Cherenkov produite par ces particules. Jusqu'à présent cette technique n'a été appliquée qu'à la détection de gamma cosmiques.

Dans les deux cas, l'utilisation d'un programme Monte Carlo pour la modélisation de la gerbe est indispensable. De ces simulations on vérifie la règle vue au paragraphe 1.4 : l'énergie de la particule initiale peut être obtenue (à $\pm 25\%$) en comptant 1.4 GeV par particule, au maximum de la gerbe. Donc le problème se ramène (pour ainsi dire) à compter le nombre de particules au maximum de la gerbe. Une gerbe de 10^{20} eV comporte de l'ordre de 10^{11} particules, ce qui rend la simulation assez difficile !

Le temps relatif d'arrivée des particules de la gerbe permet d'estimer la direction d'arrivée de la particule originelle (figure 2.5). D'autres moyens seront discutés plus loin (IACT, Imaging Air Cherenkov Telescopes).

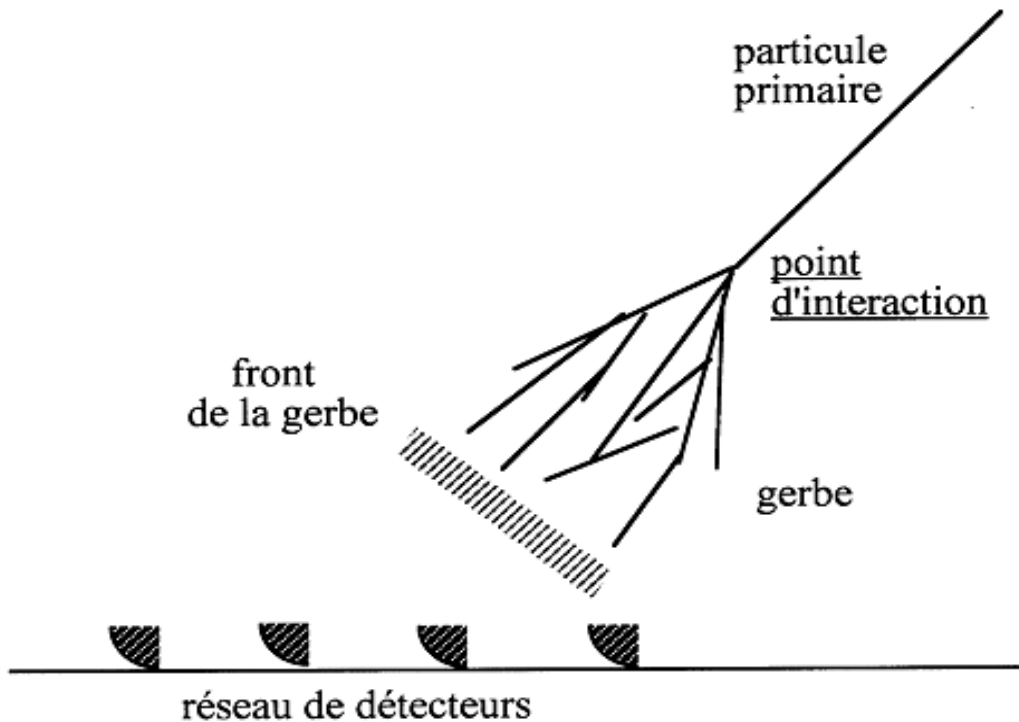


FIG. 2.5 – Le front de la gerbe est presque plan et très compact (dispersion inférieure ou de l'ordre d'une ns). Les différences de temps de détection peuvent être utilisées pour estimer l'angle d'entrée de la particule primaire dans l'atmosphère.

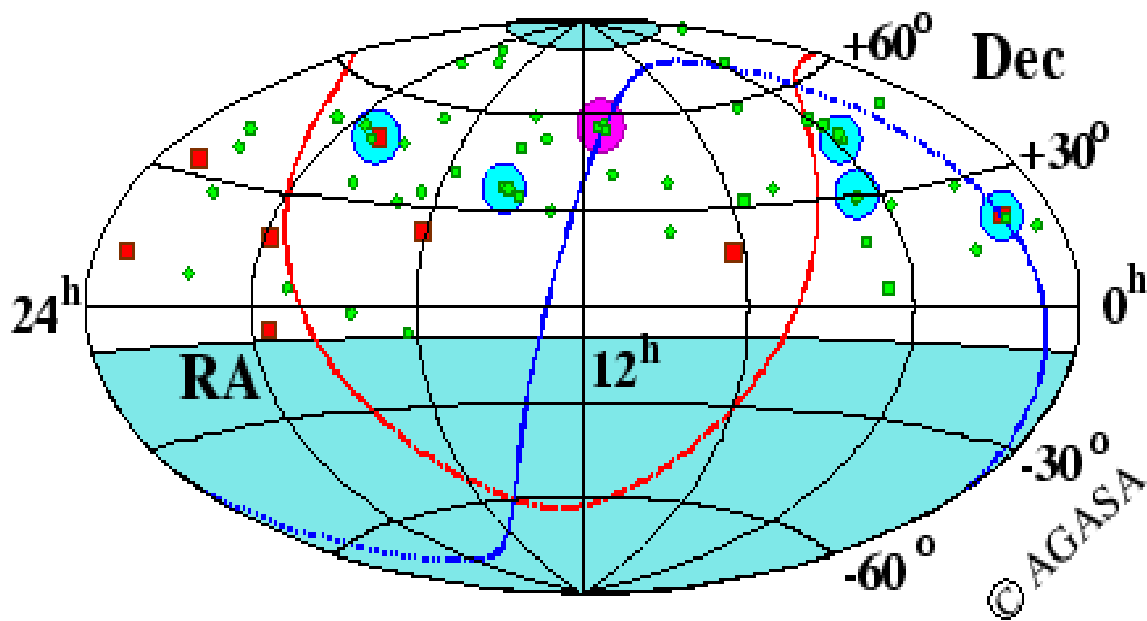


FIG. 2.6 – Anisotropie observée par le détecteur AGASA.

Le **A**keno **G**iant **A**ir **S**hower **A**rray (AGASA) est situé dans un vignoble au Japon. Il couvre 100 km^2 , avec plus de 111 scintillateurs à la surface et 27 en profondeur (pour les muons). Pour plus de détails, voir le site web <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>.

La figure 2.6 montre l'anisotropie observée par AGASA. Les grands carrés foncés sont les sources avec plus de 10^{20} eV et les points clairs les sources entre $4 \cdot 10^{19}$ et 10^{20} eV .

Le détecteur HEGRA

Le détecteur “**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy” (voir figure 2.7) est situé aux Canaries, il est plus précisément consacré aux gamma. Il comprend actuellement :

- 105 stations de scintillateurs pour les particules e.m., avec un seuil de 20 TeV
- 49 stations pour la détection de la lumière Cherenkov, avec un seuil 15 TeV
- 17 stations pour les muons et la calorimétrie (télescopes Cherenkov).

Voir le site web <http://wpos6.physik.uni-wuppertal.de:8080/>

Le détecteur HiRes Fly's Eye

Ce détecteur est une amélioration de l'ancien Fly's Eye (voir figure 2.8). La figure 2.9 montre les tonneaux de l'ancien Fly's Eye (1981) et la figure 2.10 les tubes photomultiplicateurs (PMT) de Fly's Eye observant la fluorescence U.V.

Dans cette nouvelle version (HiRes) on a un ensemble de miroirs avec 256 photomultiplicateurs aux foyers. Chaque miroir observe une portion de 1° du ciel. La lumière de fluorescence se situe dans l'U.V. (300-400 nm). L'utilisation de filtres U.V. permet de réduire le bruit de fond. Toutefois la grande sensibilité de chaque cellule est telle que l'observation n'est pas possible au clair de lune. La visibilité dépend de l'énergie de la

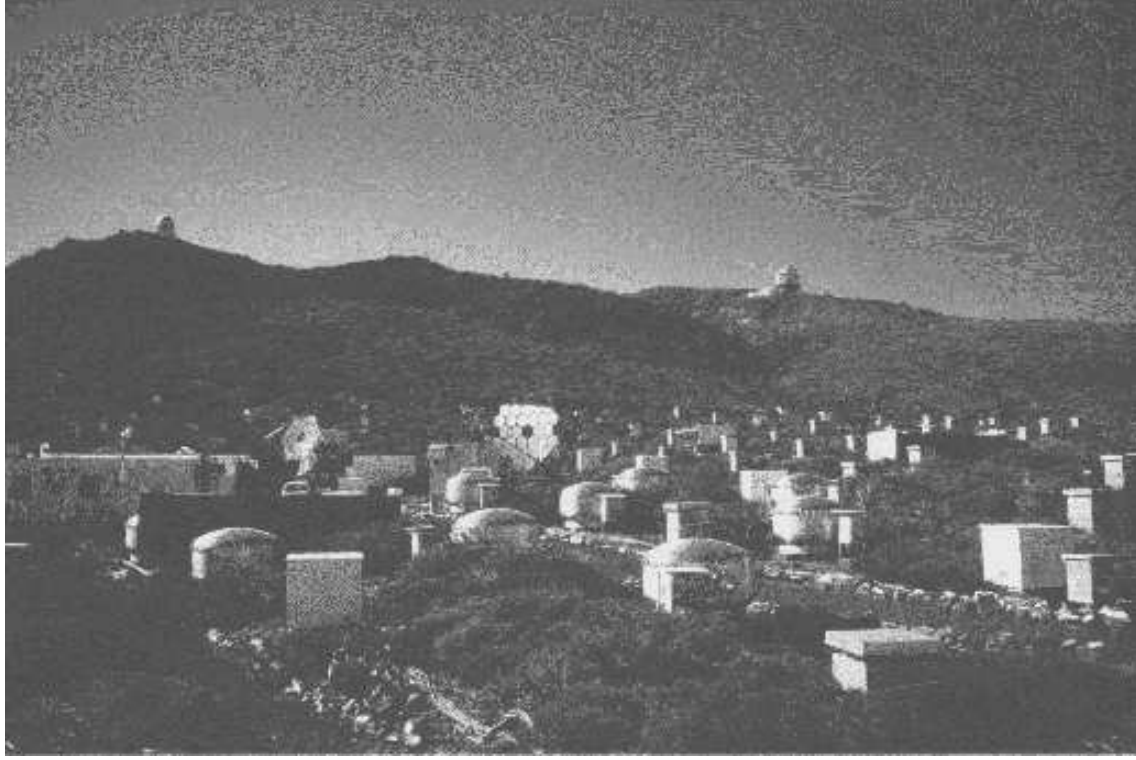


FIG. 2.7 – Détecteur HEGRA.

gerbe ; elle est de l'ordre de 20 km. Elle est limitée par l'absorption de la lumière par des aérosols et des poussières. Cela donne une surface équivalente à 6000 km².

L'image de la gerbe qui excite des portions d'atmosphère est enregistrée par les cellules de photomultiplicateurs. L'énergie et la direction de la gerbe peuvent être reconstruites à partir d'un site unique. Toutefois la possibilité d'avoir une vue stéréo de la gerbe pourrait accroître significativement la résolution en position et en énergie.

2.2.2 Interaction des rayons cosmiques UHE avec la CMBR, la limite GZK

L'interaction résonante des RC avec les photons du fond à 2.7 K limite le libre parcours moyen et rend l'Univers assez opaque, à partir de $E_{\text{GZK}} = 10^{20}$ eV. E_{GZK} est la limite de **G**reisen **Z**atsepin **K**uzmin pour les protons.

On obtient cette valeur (exercice) en considérant le seuil de photoproduction de pions, dans le processus

$$p + \gamma_{2.7} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow N + \pi \quad (2.4)$$

Pour un angle p-photon égal à θ , on obtient la relation

$$E_p - p \cos \theta > \frac{m_p m_\pi}{k} \quad (2.5)$$

où k est l'énergie typique du photon. Pour une température de 2.7 K, on obtient

$$k = 2.36 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \quad (2.6)$$



FIG. 2.8 – Détecteur HiRes Fly's Eye.

d'où la valeur de E_{GZK} .

Quelle est la valeur du libre parcours moyen d'un proton d'énergie égale à E_{GZK} ?

Si l'on prend une section efficace de 10^{-28} cm^2 et une densité de photons de 420 cm^{-3} , on obtient

$$\lambda_{\text{GZK}} = \frac{1}{n_{2.7}\sigma(p\gamma)} \approx 8 \text{ Mpc} \quad (2.7)$$

Donc si à chaque interaction le proton perd environ 20% de son énergie, après quelques dizaine de Mpc il se trouvera certainement au-dessous de la limite GZK. On en conclut que l'énergie des protons à la limite du spectre se dégrade très vite et que leur origine ne peut pas être très éloignée.

A titre de comparaison, Virgo, le cluster de galaxies le plus proche de nous, est à environ 15 Mpc.

La probabilité pour qu'un proton d'énergie E_{GZK} traverse 100 Mpc sans collision est de 10^{-5} . Finalement, pour qu'il arrive sur terre avec 10^{20} eV , le proton devrait avoir en moyenne une énergie initiale de l'ordre de 100 fois cette valeur.

2.3 Le modèle de Fermi (du “deuxième ordre”)

Fermi considère en 1949 un modèle stochastique dans lequel les particules sont accélérées par des chocs successifs avec des nuages magnétisés (des “miroirs magnétiques”)



FIG. 2.9 – Tonneaux de l'ancien Fly's Eye (1981).

comme dans la figure 2.11.

Considérons un nuage de masse M et vitesse V et une particule de masse $m \ll M$ et de vitesse v qui tombe sur le nuage sous un angle θ .

Si (p, E) est le 4-vecteur associé à m , dans le centre de masse du système (il coïncide avec le ref. du nuage car $m \ll M$) le quadrivecteur devient :

$$\begin{aligned} E' &= \gamma(E + Vp_x) \\ p'_x &= \gamma(p_x + VE/c^2) \end{aligned} \quad (2.8)$$

avec $\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$ et $p_x = p \cos \theta$.

Après le choc, l'énergie dans le c.m. est la même, seul p_x change de signe. Si l'on revient au système initial :

$$E'' = \gamma(E' - V(-p'_x)) = \gamma^2[E(1 + V^2/c^2) + 2Vp_x] \quad (2.9)$$

Au deuxième ordre en V/c , on obtient

$$E'' \approx E + 2E \frac{V^2}{c^2} + 2p_x V \quad (2.10)$$

$$\frac{E'' - E}{E} \approx 2 \frac{V^2}{c^2} + 2 \frac{p_x}{E} V = 2 \frac{V^2}{c^2} + 2 \frac{V}{c^2} v \cos \theta \quad (2.11)$$

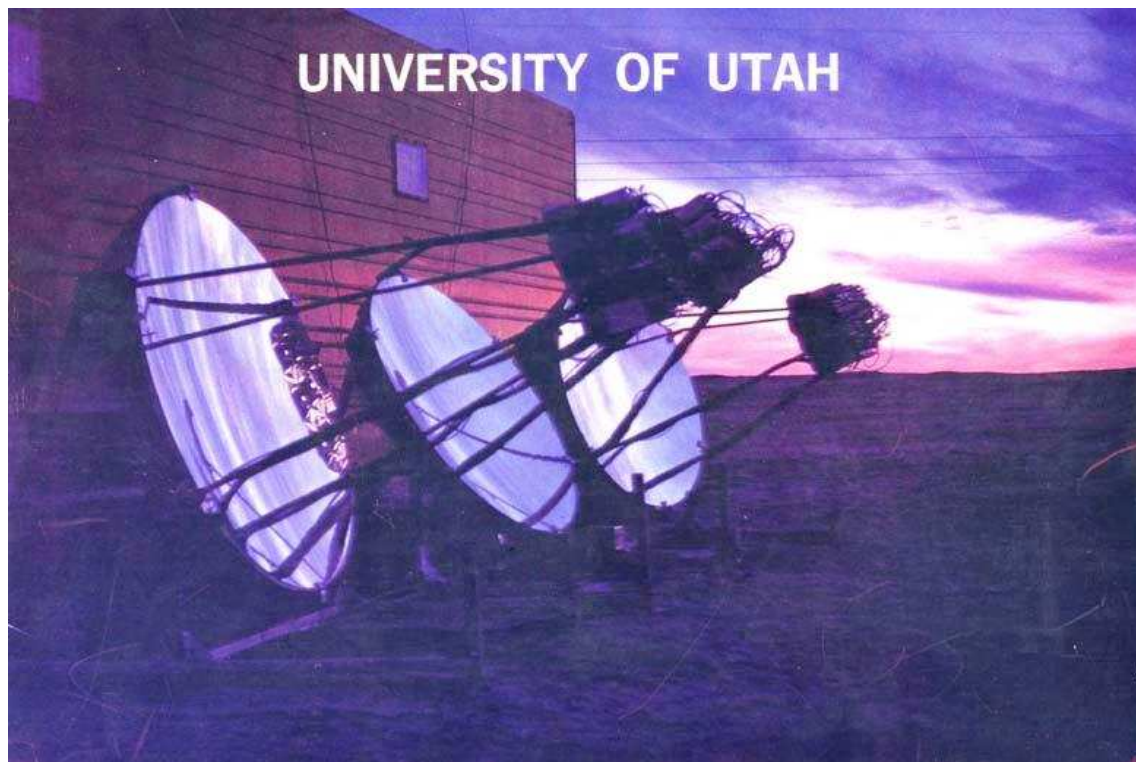


FIG. 2.10 – Les PMT de Fly's Eye.

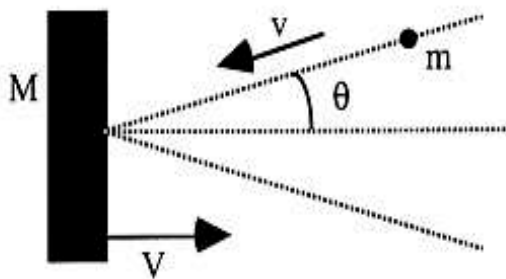


FIG. 2.11 – Choc contre un miroir magnétique.

Cette expression nous permet d'estimer le changement d'énergie dans un choc. On va effectuer une moyenne sur les angles possibles. On conçoit intuitivement que la situation d'un choc frontal a plus de chance de se produire, par unité de temps, que celle d'un choc depuis l'arrière. Cette probabilité est classiquement proportionnelle à $(v + V\cos\theta)$. Si v est proche de c , l'expression relativiste est donnée par

$$Prob(\theta) \propto \gamma(1 + \cos\theta V/c) \quad (2.12)$$

Le calcul de la valeur moyenne du terme en \cos dans (eq. 2.11), nous donne, avec $v=c$,

$$\left\langle \frac{2V\cos\theta}{c} \right\rangle = \frac{2V}{c} \frac{\int Prob(\theta)\cos\theta \sin\theta d\theta}{\int Prob(\theta) \sin\theta d\theta} = \frac{2}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 \quad (2.13)$$

et

$$\left\langle \frac{E'' - E}{E} \right\rangle = \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 \quad (2.14)$$

Cette expression montre que l'énergie varie seulement au deuxième ordre en V/c .

Supposons maintenant que la distance typique entre les miroirs soit L , le long de lignes de champ magnétique. Le temps entre deux collisions, pour une particule qui suit une trajectoire à angle Φ par rapport à la ligne, vaut $L/(c \cos \Phi)$. La valeur moyenne est $2L/c$, donc on estime le taux d'accroissement d'énergie moyen à

$$\frac{dE}{dt} \simeq \frac{\Delta E}{E} \frac{E}{\Delta t} = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 \frac{E}{2L/c} = \frac{4}{3} \left(\frac{V^2}{cL} \right) E = \varepsilon E \quad (2.15)$$

Nous voulons maintenant estimer le spectre en énergie E , c. à d. dN/dE . L'équation différentielle qui exprime la variation du nombre de particules d'énergie E contient les contributions suivantes.

$$\frac{dN(E)}{dt} = \text{diffusion} + \text{gain} / \text{perte} + \text{sources} + \text{fuites} \quad (2.16)$$

On ne considère pas la diffusion et on suppose qu'on n'a pas de source d'énergie E . Le terme gain ou perte contient (eq. 2.15), il s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial E} \left[N(E) \frac{dE}{dt}(E) \right] \quad (2.17)$$

Supposons que le temps de permanence moyen dans la région d'accélération soit T , indépendant de E . Les fuites à l'énergie E ont typiquement le taux $N(E)/T$. A l'équilibre ces deux contributions doivent s'annuler, pour que la dérivée dans (eq. 2.16) soit nulle. On obtient :

$$\frac{\partial N}{\partial E} = -\frac{N(E)}{E} \left(\frac{1}{\varepsilon T} + 1 \right) \quad (2.18)$$

ce qui nous conduit, par intégration à

$$N(E) \propto E^{-\alpha} \quad (2.19)$$

avec

$$\alpha = 1 + \frac{1}{\varepsilon T} \quad (2.20)$$

On a donc obtenu une loi de puissance pour le spectre.

Toutefois un certain nombre de doutes sont licites :

1) Si l'on considère l'idée des nuages magnétiques on sait que dans notre galaxie les vitesses typiques sont de l'ordre de $10^{-4} c$. Le parcours moyen dans la galaxie devrait être

d'un pc, ce qui donne une collision/année. Le gain en énergie en un temps raisonnable semble hors de portée pour ce modèle.

2) Ce modèle ne tient pas compte des pertes d'énergie de différentes sortes.

3) On observe une valeur $\alpha \approx 2.5$ quelle que soit la direction considérée. Cela est difficilement explicable par l'expression (eq. 2.20) qui contient des paramètres qui ne sont pas des constantes universelles.

L'essence du processus de Fermi se résume en considérant une probabilité de fuite par collision égale à P. Donc, après k collisions on aurait un nombre de particules

$$N = N_0 P^k \quad (2.21)$$

On considère aussi un changement moyen d'énergie par collision

$$\Delta E = \gamma^c E \quad (2.22)$$

et si l'on part d'une énergie E_0 , après k collisions on aura une énergie

$$E = E_0 \beta^k \quad \text{avec} \quad \beta = 1 + \gamma^c \quad (2.23)$$

On obtient :

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ln P / \ln \beta} \quad (2.24)$$

Le spectre d'énergie est

$$N(E)dE = \text{const} \times E^{-1 + \ln P / \ln \beta} dE \quad (2.25)$$

On voit donc que dans le modèle de Fermi de deuxième ordre la valeur de β est reliée à la variation d'énergie par collision et de celle de P au temps T.

2.4 Le modèle de Fermi (du “premier ordre”), les ondes de choc

Dans ce modèle, l'accélération des particules cosmiques a lieu dans les régions où un gaz ionisé est le siège d'une onde de choc à vitesse supersonique. Cela peut arriver par exemple lors de l'explosion d'une Super Nova (SN).

Les particules qui se trouvent à proximité du front d'onde peuvent traverser le front, être renvoyées en arrière plusieurs fois de suite et gagner globalement de l'énergie cinétique. Le mécanisme de réflexion sera discuté plus loin. On va maintenant se concentrer sur le processus d'accélération et on va tout d'abord résumer quelques résultats de la théorie des chocs supersoniques.

La figure 2.12 montre une onde de choc supersonique qui se déplace dans un gaz défini par sa pression p, sa température T et sa densité ρ . Le gaz est au repos devant le front d'onde. Si l'on se place dans le référentiel du front, le gaz traverse le front avec la vitesse v_1 et on le retrouve avec la vitesse v_2 à l'arrière. Le traitement du problème (voir p. ex.

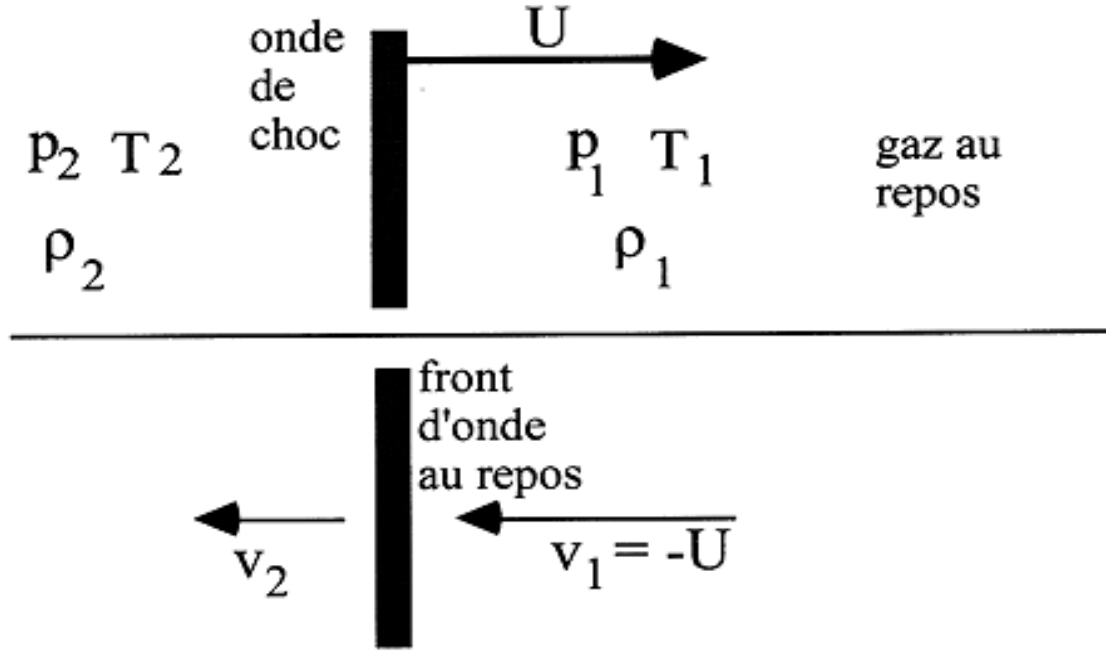


FIG. 2.12 – En haut : une onde de choc supersonique traverse le gaz à vitesse U . Les paramètres du gaz sont la pression, la température et la densité. En bas : on se place dans le référentiel du front d'onde. Le gaz traverse le front avec les vitesses indiquées.

L.D. Landau et E.M. Lifshitz. Traité de physique théorique ; Vol. 6 Hydrodynamique) est basé sur les ingrédients suivants ;

la conservation de la masse impose :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (2.26)$$

la conservation de la quantité de mouvement :

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2 \quad (2.27)$$

Bernoulli implique la conservation de l'énergie :

$$\frac{1}{2}v_1^2 + w_1 = \frac{1}{2}v_2^2 + w_2 \quad (2.28)$$

sur une ligne de courant, avec :

$$w = \varepsilon + pV = \varepsilon \frac{p}{\rho} \quad (2.29)$$

ε est l'énergie libre et V le volume spécifique.

Le résultat pour une onde supersonique Mach $M=U/(\text{vitesse du son du gaz au repos})$ dans le cas $M \gg 1$ est :

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M^2}{\gamma + 1} \quad (2.30)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (2.31)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)M^2}{(\gamma + 1)^2} \quad (2.32)$$

avec γ le rapport des chaleurs spécifiques, $\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique. Dans ce cas le rapport des densités vaut 4 et, dans le repère du front d'onde, la vitesse à l'arrière est 1/4 de la vitesse à l'avant, cette dernière valant U :

$$v_2 = \frac{1}{4}v_1 = \frac{1}{4}U \quad (2.33)$$

Si l'on se place dans le repère en aval du front d'onde, où le gaz est au repos, on verra le gaz en amont voyager vers nous à la vitesse $V = (3/4)U$.

Une chose à remarquer est que l'épaisseur du front d'onde est en général faible, de l'ordre du libre parcours moyen d'une particule du gaz.

Dans le modèle de Bell (1978) et d'autres auteurs, le gaz ionisé est le siège d'une onde de choc provoquée par une explosion. On suppose que des particules de haute énergie se trouvant dans le gaz au repos, en aval du front, subissent des diffusions et que leur distribution devient ainsi isotrope par rapport au milieu. Dans leur mouvement, certaines de ces particules peuvent traverser le front. On se place maintenant dans le repère où le gaz en amont est au repos. On suppose qu'ici aussi la particule subit des diffusions qui rendent isotrope les vitesses. La situation est donc symétrique, car ici on voit le gaz en aval se propager vers nous à la vitesse $V = (3/4)U$ et en traversant le front, la particule subit un processus identique à celui décrit plus haut. Il n'y a pas de différence entre les situations d'un parcours dans le sens amont-aval ou en sens inverse. On peut montrer, par des arguments similaires au cas du modèle de Fermi de deuxième ordre, que la variation d'énergie est donnée par :

$$\gamma^c = \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{V}{c} = \frac{U}{c} \quad (2.34)$$

pour une particule relativiste qui fait un parcours complet. Cette variation est donc du premier ordre en U/c . La raison est qu'ici on n'a jamais de choc qui peut ralentir la particule, contrairement au cas vu précédemment. Dans ce modèle :

$$\beta = 1 + \frac{U}{c} \quad (2.35)$$

Il nous reste à déterminer la probabilité de fuite P . On utilise un argument de Bell. Pour les particules de haute énergie traversant la surface de choc, le flux par unité de temps et de surface est $Nc/4$, où N est la densité des particules. En effet, pour une particule la probabilité de traverser le front est $c \times \cos\theta$ dans l'intervalle $[0, \pi/2]$ et 0 ailleurs. Le nombre de particules dans $[\theta, \theta + d\theta]d\phi$ est $N \sin\theta d\theta d\phi$ et la fraction relative à l'angle solide total $\sin\theta d\theta/2$ (après intégration sur ϕ). Le flux est donc :

$$\frac{1}{2}Nc \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta = \frac{1}{4}Nc \quad (2.36)$$

D'autre part la population des particules de haute énergie en amont, après avoir subi le processus de diffusion, sera isotrope par rapport au gaz qui a la vitesse $v_2 = U/4$. Le flux perdu sera donc $NU/4$ et la fraction des particules perdues par suite du processus d'accélération élémentaire est $(NU/4)/(Nc/4)=U/c$. On en déduit la probabilité de fuite ($\frac{U}{c} \ll 1$) :

$$P = 1 - U/c \quad (2.37)$$

$$\ln P = \ln \left(1 - \frac{U}{c} \right) \approx -\frac{U}{c} \quad (2.38)$$

$$\ln \beta = \ln \left(1 + \frac{U}{c} \right) \approx \frac{U}{c} \quad (2.39)$$

En utilisant la relation (eq. 2.25) :

$$N(E)dE = \text{const} \times E^{-2}dE \quad (2.40)$$

On a donc obtenu un résultat “universel”, avec un exposant proche de la valeur 2.5 observée dans le RC.

2.5 Le processus d'accélération, analyse dimensionnelle

La région des ondes de choc produites dans les supernovae (SN) est une candidate de machine accélératrice. L'image due à Hubble montre la présence d'un front d'ondes de choc dans la nébuleuse du Crabe. Cette nébuleuse est née de l'explosion d'une SN en l'an 1054. Un calcul dimensionnel montre toutefois qu'on ne peut pas aller au-delà de 1000 TeV en utilisant les SN.

Considérons un “accélérateur” de taille R , siège d'un champ magnétique de valeur B . Dans les unités appropriées, l'ordre de grandeur du rayon de courbure de la trajectoire d'une particule qui a été accélérée jusqu'à l'énergie E vaut :

$$R_c = E/B \quad (2.41)$$

On peut admettre que pour que l'accélérateur fonctionne convenablement, il doit être capable de contenir la particule jusqu'à l'énergie maximale ; donc il faut que $R_c < R$:

$$\frac{E_{max}}{10^5 TeV} = c \frac{B}{3 \cdot 10^{-6} G} \frac{R}{50 pc} \quad (2.42)$$

Les unités ont été choisies de façon à s'accorder aux valeurs attendues dans des chocs associés aux SN.

On peut supposer que le genou à 10^{15} eV est associé au “cutoff” abrupt de la composante des rayons cosmiques générée par les SN. Pour aller au delà, on doit imaginer soit des régions accélératrices beaucoup plus grandes soit des champs plus intenses.

Les candidats les plus probables à l'accélération sont les **n**oyaux de **g**alaxies **a**ctives (**AGN**).

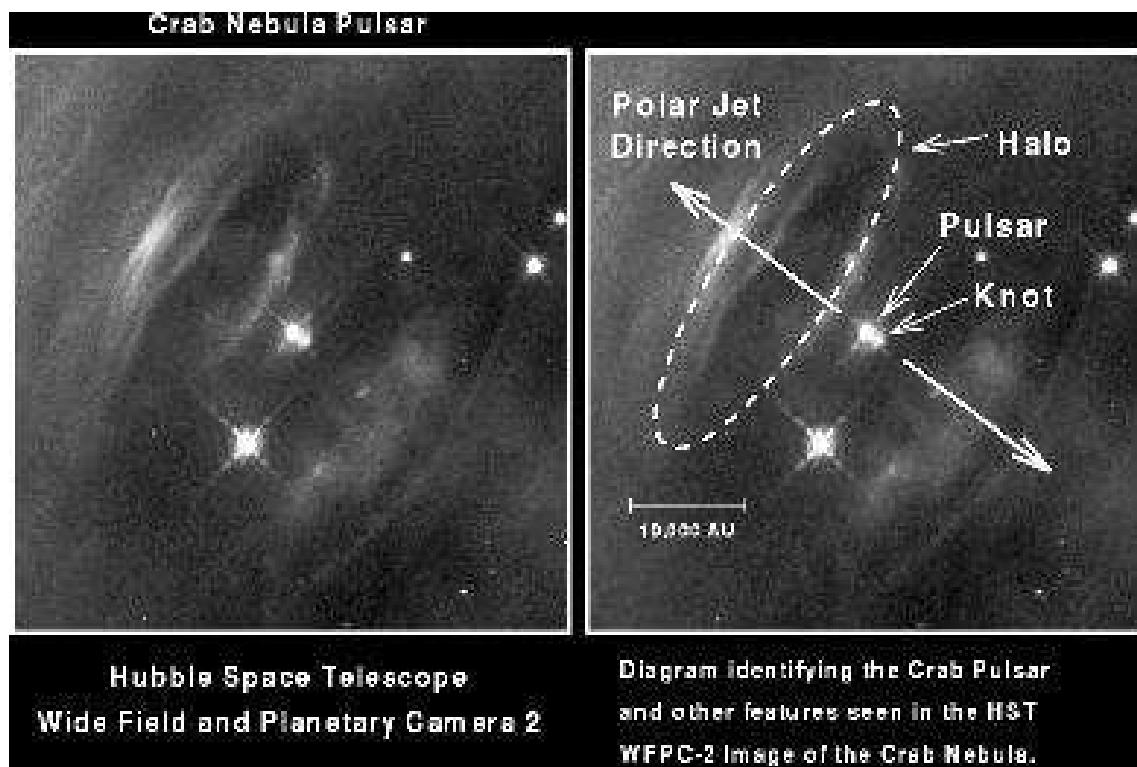


FIG. 2.13 – Nébuleuse du Crabe.

Dans des cas extrêmes, on considère que les étoiles à neutrons et les trous noirs en collision sont responsables d'épisodes explosifs avec une énergie suffisante. Ces événements seraient associés à la production de “gamma-ray burst” (voir plus loin).

A-t-on des preuves de l'exactitude du modèle de Fermi ? Un exemple suggestif, bien que les ordres de grandeurs soient complètement différents, est l'accélération des particules dans le vent solaire. A l'occasion d'une onde de choc observée par un satellite, on a mesuré des particules énergétiques un peu avant et un peu après le choc. Les résultats obtenus indiquent effectivement la présence d'un processus d'accélération par onde de choc, comme décrit plus haut.

2.6 Les “flammes” du Soleil

Ce sont les événements les plus énergétiques observés dans notre Soleil. La luminosité du Soleil, dans la ligne $H\alpha$ en particulier, augmente énormément sur une surface de 10^9 km^2 . Lors des éclipses, on observe des filaments qui traversent la chromosphère et qui s'élèvent très haut sur la surface. Le phénomène dure environ 1 heure avec souvent un flash initial, la phase impulsive, d'une durée de quelques secondes, observable dans les micro-ondes, dans les U.V. et X durs. Cette impulsion est attribuée à l'accélération d'électrons, sur une échelle de temps très courte.

L'énergie libérée est de 10^{22} à $3 \cdot 10^{25} \text{ J}$. Le diamètre est $L=3 \cdot 10^7 \text{ m}$, la hauteur a été estimée à $H=2 \cdot 10^7 \text{ m}$, ce qui nous donne un volume de $2 \cdot 10^{22} \text{ m}^3$. L'énergie thermique

contenue dans ce volume n'est certainement pas suffisante pour expliquer le phénomène. Par contre, si l'on considère le contenu magnétique, l'énergie totale dans le volume V est $E = V(B^2/2\mu_0) = 10^{28}B^2$ J ; pour $B=0.03$ à 0.1 Tesla, on obtient le bon ordre de grandeur. Ces valeurs de B sont celles observées lors de l'émission micro-onde dans la phase impulsive.

L'étude de ce phénomène nous montre un cas intéressant de processus de réchauffement du plasma et un modèle possible d'accélération de particules. L'étude de la relation entre le mouvement du plasma et la ligne de champ B montre que ce champ suit la matière. Le champ B est condamné à suivre le mouvement du plasma, qui peut être capricieux. Par exemple, le mouvement convectif peut amener le champ B à prendre localement des valeurs extrêmement élevées.

On rencontre des régions où le champ B a sa direction inversée. C'est dans ces régions que l'énergie magnétique a la possibilité de se dissiper, si le mouvement de convection rapproche les lignes de champ et si le plasma dans la région neutre a une résistivité η suffisante. Cette dernière peut se calculer à partir de la théorie des plasma

$$\eta \approx 10^3/T^{3/2} \text{ ohm m} \quad (2.43)$$

Dans la figure 2.14 on montre une région où le champ B est dirigé selon l'axe x et sa polarité est inversée entre les régions $y>0$ et $y<0$. Dans ce cas une densité de courant élevée parallèle à z est présente. On suppose le système infiniment étendu selon l'axe z .

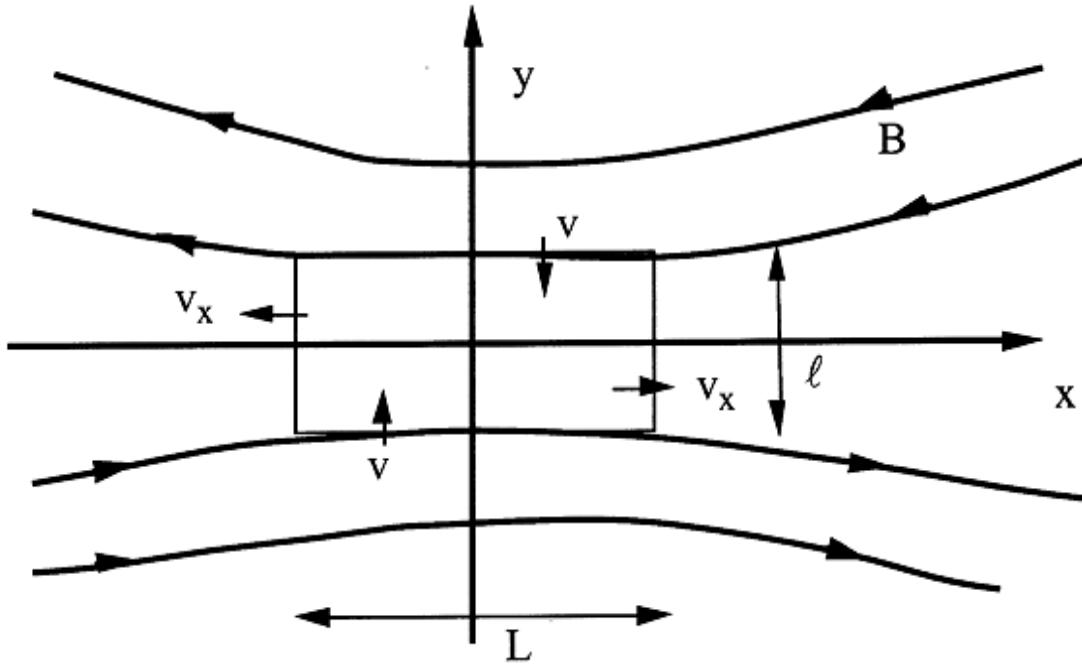


FIG. 2.14 – Les lignes du champ B sont dirigées en sens opposé. Elles s'approchent, et vont finalement se reconnecter.

Le plan xz constitue donc une bande magnétiquement neutre. Supposons que les lignes de champ se rapprochent en suivant le mouvement de convection à vitesse v , v/y , comme

indiqué dans la figure 2.14. Pour préserver la continuité, le plasma et le champ B qui se trouvent dans cette bande sont obligés de sortir le long de l'axe x. Puisque le plasma possède une résistivité ohmique η , ce mouvement entraîne une dissipation d'énergie.

Considérons une boucle qui entoure la région et appliquons le théorème de Stokes :

$$\iint \vec{J} d\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (2.44)$$

Si ℓ est la largeur de la boucle et L sa longueur, on obtient les ordres de grandeur :

$$\ell L J \approx \frac{1}{\mu_0} 2BL \quad J \approx \frac{2B}{\mu_0 \ell} \quad (2.45)$$

(ce qui correspond à $J = \text{rot} B / \mu$, dans la région intéressante).

L'ordre de grandeur de la puissance dissipée par unité de volume est :

$$\eta J^2 \approx \eta \left(\frac{2B}{\mu_0 \ell} \right)^2 \quad (2.46)$$

Avec la diminution de la largeur ℓ , la densité de courant augmente quadratiquement et le processus devient de plus en plus efficace. Comme valeur minimale de ℓ , nous pouvons prendre le rayon de courbure des particules dans B.

Dans ce calcul, nous devons aussi tenir compte de la valeur de la pression. Celle-ci est définie par l'égalité entre la pression du gaz et celle du champ B. A l'équilibre la compression est compensée par l'échappement de matière selon x. Si l'on néglige les forces magnétiques, le mouvement du plasma selon x est décrit par :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \frac{dv_x}{dt} \equiv \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \right) v_x \quad (2.47)$$

A l'état stationnaire $\partial v_x / \partial t = 0$,

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} \quad (2.48)$$

Par intégration entre $x=0$ et l'infini, on obtient :

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho v_x^2 \quad (2.49)$$

Cette différence de pression doit être compensée par celle associée au champ B.

$$\Delta p = \frac{B_x^2}{2\mu_0} \quad (2.50)$$

Cela nous permet de calculer la vitesse de fuite du plasma selon x :

$$v_x \approx \frac{B}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} = v_A \quad (2.51)$$

v_A est la vitesse d'Alfven analogue à la vitesse du son dans un milieu magnétohydrodynamique. Par continuité, la vitesse d'injection vaut :

$$v = v_A \frac{\ell}{L} \quad (2.52)$$

Si l'on considère que seul l'apport d'énergie sous forme magnétique est important, le flux d'énergie vers la région de dissipation vaut $\approx vB^2$. On égalise l'apport d'énergie magnétique au taux de dissipation ohmique :

$$\iiint \eta J^2 dV = \iint \frac{B^2}{2\mu_0} v dS \quad (2.53)$$

Sur une longueur unitaire en z on obtient :

$$\eta J^2 \ell L = 2 \frac{B^2}{2\mu_0} v L \quad \eta J^2 \ell = \frac{B^2}{\mu_0} v \quad (2.54)$$

Le facteur 2 correspond à la surface d'en haut plus celle d'en bas. En combinant avec (eq. 2.46)

$$v = 4\eta/\ell\mu_0 \quad (2.55)$$

En utilisant (eq. 2.52), on peut résoudre par rapport à ℓ et v :

$$\ell^2 = \frac{4\eta L}{\mu_0 v_A} \quad (2.56)$$

$$v^2 = \frac{4\eta}{\mu_0 L} v_A \quad (2.57)$$

L'échelle de temps de la reconnexion des lignes est :

$$t_R \approx \ell/v = L/v_A \quad (2.58)$$

Dans le cas du soleil, juste avant une flamme :

$$\begin{aligned} T &= 2 \cdot 10^6 \text{ K} \\ L &= 10^7 \text{ m} \\ B &= 0.03 \text{ T} \\ n &= 10^{16} \text{ m}^{-3} \\ v_A &= 6 \cdot 10^6 \text{ m/s} \\ t_R &\approx 1 \text{ s} \quad \text{et la vitesse de reconnexion } v_R \approx \mathcal{O}(1) \text{ m/s} \end{aligned} \quad (2.59)$$

L'énergie dans la bande neutre est de $3 \cdot 10^{16}$ Joules, la luminosité est donc $3 \cdot 10^{16}$ W. Si l'on prend l'énergie totale d'une flamme petite/moyenne, 10^{23} J, on déduit un temps de dissipation de l'ordre de 10^7 s. Cela est en complet désaccord avec l'observation, car ces phénomènes ont lieu sur une échelle de temps de l'ordre de l'heure.

Pour des modèles alternatifs voir la ref. 1) mentionnée au début du cours.

Lors de l'apparition des flammes solaires on a observé des protons de plus de 200 MeV, et des électrons de 10 MeV.

Dans la couche de reconnexion, les valeurs de $\text{rot}B$ et $\partial B/\partial t$ sont certainement non nulles, ce qui induit un champ E accélérateur. La question est d'estimer l'efficacité d'un tel modèle d'accélération. Si l'on prend les ordres de grandeurs :

$$\nabla \times E = -\partial B/\partial t \Rightarrow E/\ell \approx B/t_R \Rightarrow E \approx Bv_R \quad (2.60)$$

on obtient un champ E de l'ordre de 0.01-0.1 V/m. Sur une distance de 10^7 m, on peut envisager des accélérations de 1 MeV au maximum.

Il apparaît que même dans le cas des flammes solaires des processus "à la Fermi" doivent être envisagés, si l'on veut rendre compte des énergies mesurées.

2.7 Accélération dans la magnétosphère des pulsars

Ce modèle d'accélération est peut être la seule alternative au modèle de Fermi. Les pulsars possèdent un champ magnétique très fort, jusqu'à $3 \cdot 10^8$ T ; ils tournent très vite, leur période varie entre la ms et la dizaine de secondes. Une certaine quantité d'énergie est dispersée dans l'espace, ce qui provoque un lent mais inexorable ralentissement de la rotation.

Dans ce genre de modèle, on considère en général un aimant en rotation, avec l'axe magnétique non aligné sur la direction du champ. Toutefois, si l'on considère le cas simple d'un alignement exact, on peut apprécier l'importance des effets e.m. par rapport à la gravitation.

$$\frac{F_{\text{em}}}{F_{\text{grav}}} \approx \frac{e\vec{v} \times \vec{B}}{GMm/r^2} \approx \frac{e\Omega Br^3}{GMm} \quad (2.61)$$

Si l'on prend le cas du Crabe, par exemple, la période vaut $P=2\pi/\Omega=33$ ms. Pour un électron en orbite autour du pulsar, le calcul donne un ordre de grandeur 10^{12} , ce qui montre que tout ce qui se passe à la surface du pulsar est dominé par les forces e.m.. La d.d.p. entre le pôle et l'équateur d'un pulsar avec $P = 1$ s, $B = 10^8$ T est de 10^{16} V. Les électrons sont donc arrachés de la surface et rapidement accélérés. Par suite des interactions, ces particules vont générer une véritable gerbe e.m.. C'est probablement le phénomène qui produit la luminosité des pulsars. Par exemple, toujours dans le Crabe, on observe une luminosité équivalente à 10^{11} K, ce qui correspond à des électrons d'énergie d'environ 10 MeV.

De façon générale, des arguments dimensionnels montrent qu'il est possible que les étoiles à neutrons soient responsables de l'accélération des rayons cosmiques, jusqu'aux énergies extrêmes. L'ordre de grandeur de la limite supérieure de l'énergie peut s'obtenir en considérant une étoile de dimension L avec un champ B . Les variations de flux peuvent avoir lieu sur une échelle de temps minimale $\delta t = L/c$. On en tire la relation :

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B}/\partial t \Rightarrow E/L \approx B/\delta t \Rightarrow E \approx Bc \quad (2.62)$$

L'énergie acquise par la particule donnée par $eEL = ecBL$. Si l'on prend des valeurs appropriées pour la surface d'une étoile à neutrons $L=100$ km, $B=10^6$ T, on obtient une énergie de 10^{19} eV. Donc une étoile à neutrons a à sa disposition l'énergie nécessaire pour accélérer les particules aux énergies extrêmes. Il faut toutefois élaborer ce modèle pour prouver que cela est effectivement possible.

2.8 Au delà du Modèle Standard

Au-delà du processus d'accélération, on peut imaginer que la portion extrême des RC soit d'origine cosmologique et associée à la désintégration d'objets exotiques.

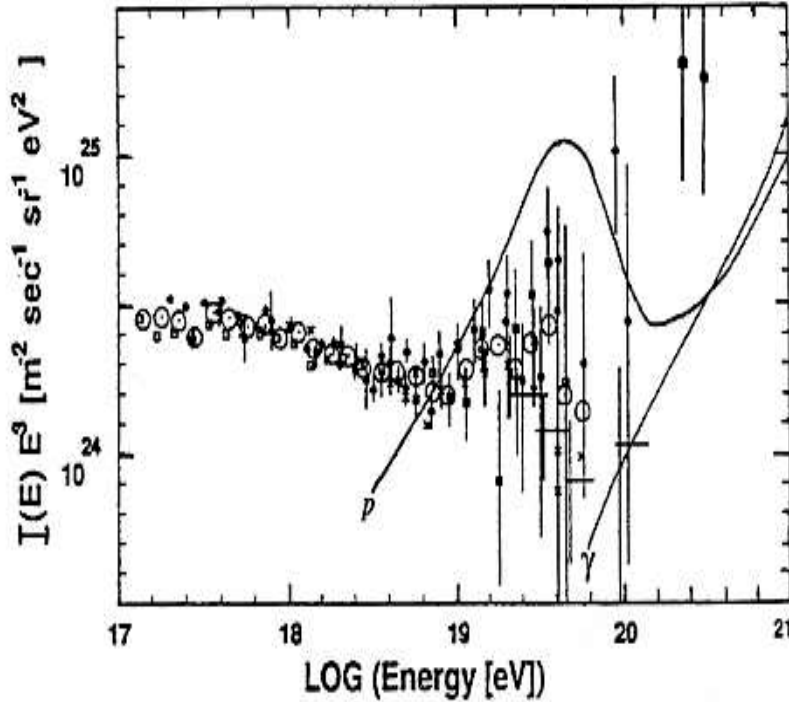


FIG. 2.15 – Prédiction théorique pour le spectre des cosmiques UHE à partir du modèle des colliers (courbes en trait continu).

Dans le modèle du Big Bang, l'Univers traverse plusieurs transitions de phase, associées à des changements de symétrie. Par exemple, au cours du processus de refroidissement, au moment où la température était de l'ordre du TeV, le mécanisme de Higgs intervient pour donner une masse aux bosons intermédiaires W et Z, tout en laissant le photon sans masse. C'est le champs de Higgs qui réduit la symétrie de l'Univers selon :

$$SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)_{\text{em}} \quad (2.63)$$

La transition de phase se fait parce que le champ de Higgs prend une orientation bien déterminée. Toutefois, des régions de l'espace causalement déconnectées pourraient être

le siège de champs orientés différemment. Il s'agit d'une situation analogue p. ex. aux domaines magnétiques qui se forment au moment où une substance ferromagnétique est refroidie en dessous de sa température critique.

Plusieurs sortes d'objets sont envisageables, avec beaucoup d'énergie stockée. A une dimension, on parle de monopôles. Les cordes sont à 2D, les domaines à 3D et les textures à 4D. Des topologies plus compliquées ont été considérées, comme les “colliers”, qui donnent les prédictions théoriques de la figure 2.15.

3 La radiation e.m

3.1 Introduction

La première source d'information sur le Cosmos est la lumière observée directement ou par des télescopes. Les instruments optiques les plus performants en 1999 sont le télescope de Hubble (en orbite) et le **V**ery **L**arge **T**élescope (VLT, observatoire du "Mont Palomar" au Chili).

L'observation de la radiation de fond à 2.7 K se fait à l'aide de radiotélescopes. La longueur d'onde typique de ce spectre est de quelques mm.

Le signal des pulsars a été découvert dans le domaine radio. Il en est de même des quasars. Une certaine classe de Galaxies est très active dans cette région du spectre.

On a mis en orbite des satellites avec des détecteurs X et gamma.

Globalement, le domaine e.m. d'observation couvre plus de 21 ordres de grandeur d'énergie (de 10^{-5} eV à 10^{15} eV). La figure 3.1 montre ce domaine, ainsi que les moyens expérimentaux à disposition de l'observateur. Dans le domaine $100 \text{ MeV} < E < 10 \text{ GeV}$, on

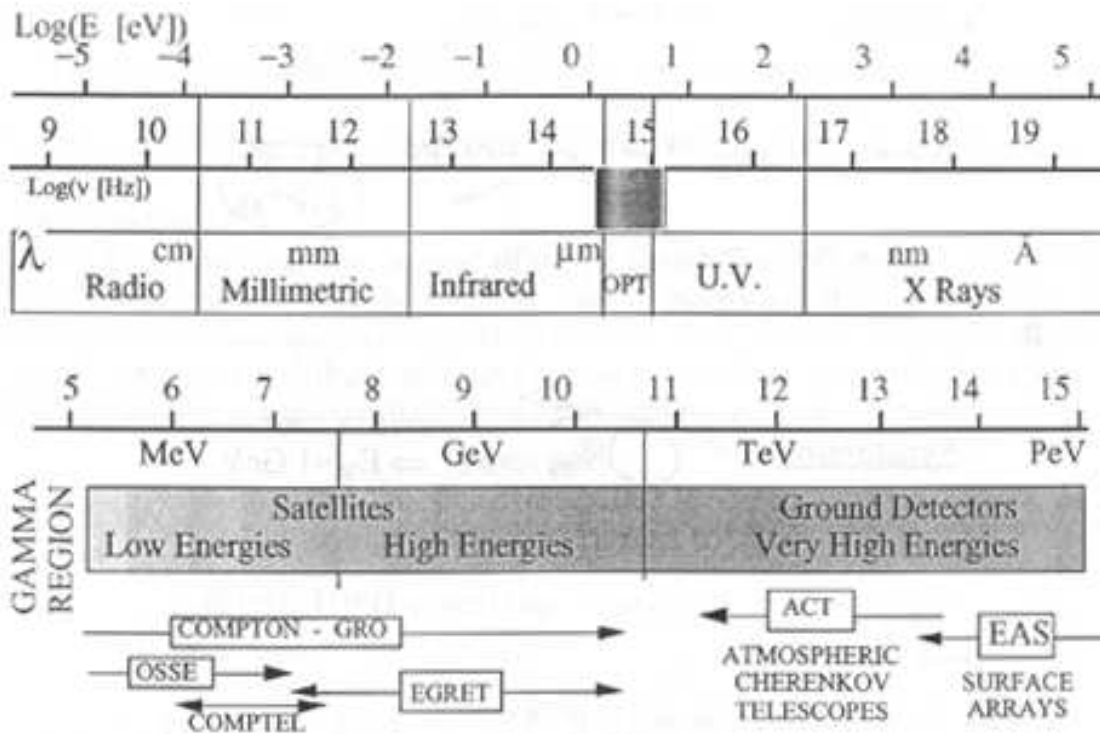


FIG. 3.1 – Domaine électromagnétique sondé par les astrophysiciens. On a indiqué les noms des dispositifs "type" utilisés dans la région gamma.

étudie la radiation gamma par des satellites. A plus grande énergie, seuls les détecteurs au sol ont une acceptation et résolution suffisantes. L'interaction avec l'atmosphère produit une gerbe e.m. qui peut être détectée par l'observation de la fluorescence ou de la lumière Cherenkov. La phénoménologie est très riche : on peut observer des spectres continus

ou des raies en émission ou absorption. Les émissions sont continues, pulsées (pulsars) ou explosives (Gamma Ray Bursts).

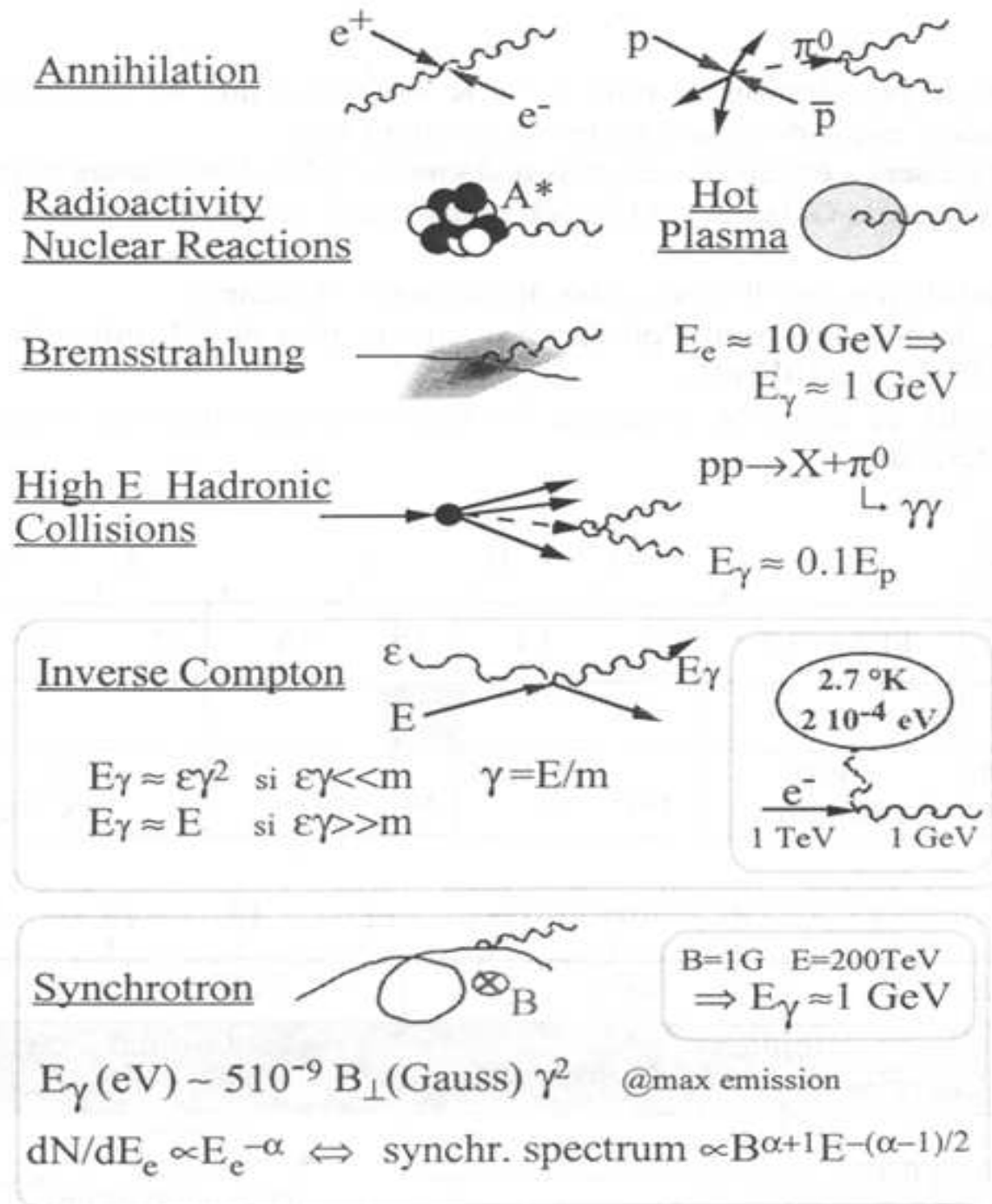


FIG. 3.2 – Mécanismes de production de photons.

3.2 Mécanismes de production

La figure 3.2 montre les mécanismes principaux de production de photons.

Dans l'étude du rayonnement, il faut tenir compte des effets qui modifient le spectre, en particulier l'effet Doppler dû au mouvement de la source, le "red shift" cosmologique et le "red shift" gravitationnel. Ce dernier vaut :

$$\Delta E_\gamma = \frac{GM}{R} \frac{E_\gamma}{c^2} \quad (3.1)$$

Par exemple, à proximité d'une étoile à neutrons, on peut avoir facilement un "red shift" de 10-30%.

3.2.1 Les raies spectrales

La figure 3.3 montre un spectre obtenu en regardant en direction du centre Galactique. Les raies spectrales dans la plage d'énergie des gamma peuvent être produites par les phénomènes suivants :

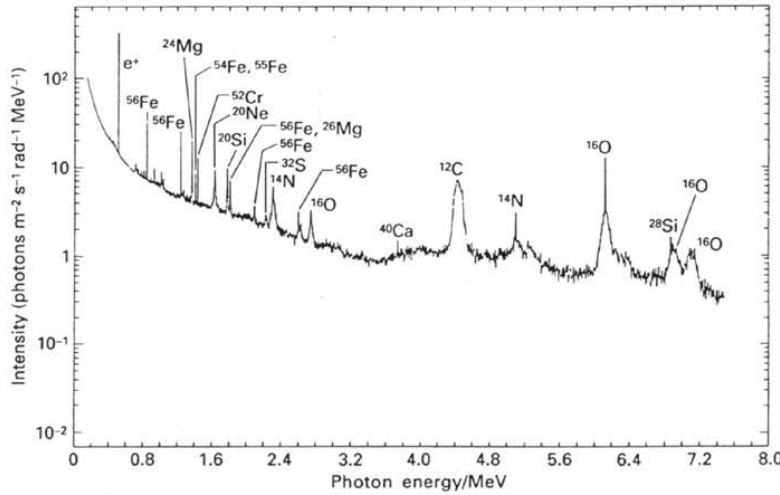


FIG. 3.3 – Spectre gamma obtenu en regardant en direction du centre Galactique.

a) L'annihilation e^+e^- .

Si les deux particules sont produites presque au repos, elles forment un système dit "positronium" dans un état 1S_0 pour 25% et dans un état 3S_1 pour les 75% restants. Le premier état s'annihile en deux photons de 0.511 MeV, le second en trois photons dont l'énergie est distribuée dans un continuum de valeur maximale 0.511 MeV. L'annihilation en vol, qui sera traitée plus loin, contribue aussi au continuum. Les positons proviennent, par exemple, de la chaîne pion \rightarrow muon \rightarrow positon. Dans la nucléosynthèse on a aussi une production de positons (voir Table 3.1) :

$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$	donne des e^+ d'environ 100 keV
$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}$	donne des e^+ d'environ 1 MeV

TAB. 3.1 – Exemples de production de positons dans nucléosynthèse

La figure 3.4 montre le spectre observé au voisinage de 511 keV. La largeur de la raie est supérieure à la résolution expérimentale, ce qui pourrait indiquer une production en vol.

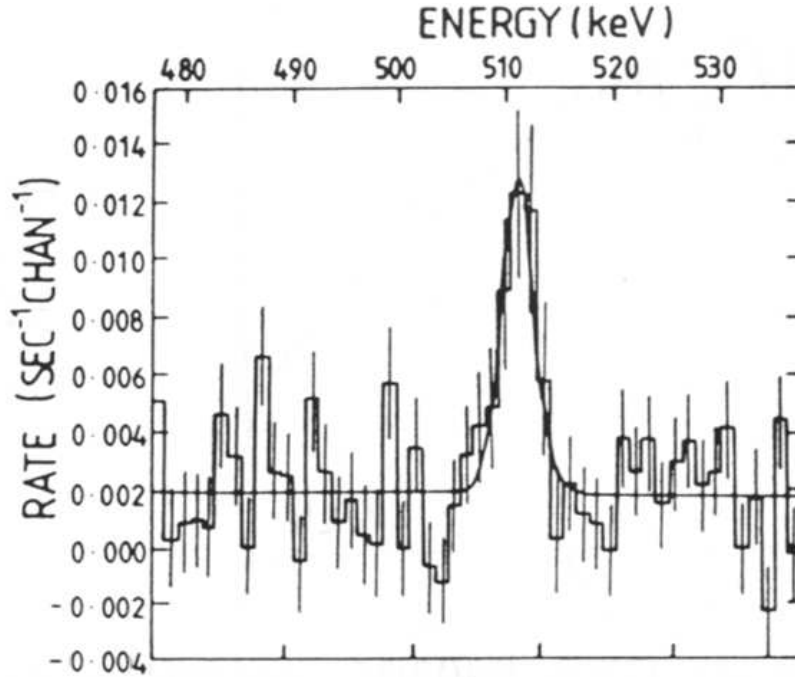


FIG. 3.4 – Raie à 511 keV du centre Galactique (satellite HEAO-3). Une fois corrigée par la résolution de l'appareillage, la largeur intrinsèque de la raie est d'environ 2 keV, à mi-hauteur.

b) La capture radiative de neutrons.

Elle produit un noyau composé qui se désintègre par émission gamma.

Par exemple $n + p \rightarrow \gamma + ^2\text{H}$ produit une raie à 2.2 MeV. La section efficace de ce processus vaut $7.3 \cdot 10^{-20} v^{-1} \text{ cm}^2$ (v en cm/s). Le processus ne se réalise de façon efficace qu'en présence de neutrons à faible vitesse (neutrons thermiques).

Un autre exemple est la capture neutronique par le ^{56}Fe qui produit du ^{57}Fe ; celui-ci se désexcite par émission de gamma de 7.632 et 7.646 MeV.

Les neutrons sont produits par des réactions du type $^4\text{He}(p,pn)^3\text{He}$, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$. Le neutron ayant un temps de vie de 15 minutes, le processus radiatif ne peut se réaliser que dans des régions à densité de l'ordre de 10^{16} protons/cm³, où le libre parcours moyen est plus petit que l'échelle spatiale associée au temps de vie (flammas, disques d'accrétion,...).

c) Les raies de désexcitation nucléaire.

^{16}O	2.741, 6.129, 6.917, 7.117 MeV	
^{12}C	4.438 MeV	
^{14}N	2.313 et 5.105 MeV	
^{16}O	6.129 MeV	etc...

TAB. 3.2 – Quelques raies de désexcitation nucléaire.

d) Les niveaux de Landau.

En présence d'un champ magnétique très intense, des raies d'émission peuvent être produites par des transitions entre des niveaux de Landau (ou cyclotroniques). Pour le

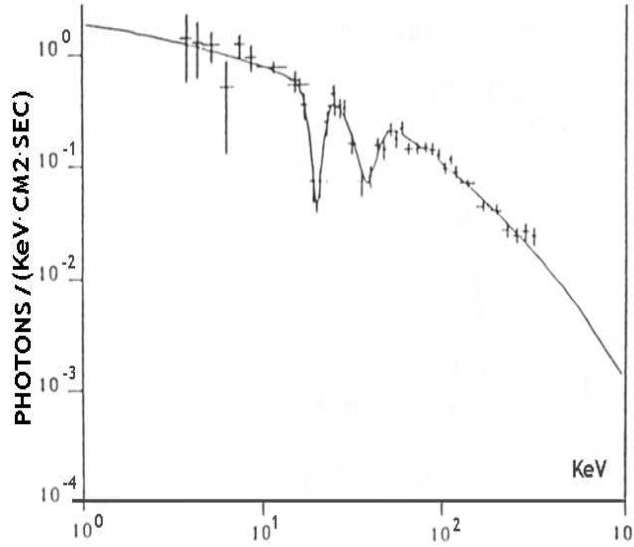


FIG. 3.5 – Raies d'absorption de GRB 880205 observées par GINGA (satellite astronomique japonais), attribuées à des niveaux de Landau.

premier niveau l'énergie vaut :

$$E_\gamma = \hbar \frac{q}{m} B \quad (3.2)$$

où $\frac{q}{m}$ = charge électrique/masse de la particule.

Pour l'électron $\frac{e}{m_e} = 1.76 \cdot 10^{11} [s^{-1}T^{-1}]$ et on obtient :

$$E_\gamma [keV] = 11.6 \times \left(\frac{B [T]}{10^8} \right) \equiv 11.6 \times B_8 [T] \quad (3.3)$$

Des raies d'absorption ont été observées dans Her X-1, dans les GRB, ... Un exemple est donné dans la figure 3.5. Pour des énergies dans l'intervalle 20-50 keV, le champ B est donc de l'ordre de 10^8 T.

3.2.2 Les continuum

La figure 3.6 montre un spectre obtenu en regardant en direction du centre Galactique.

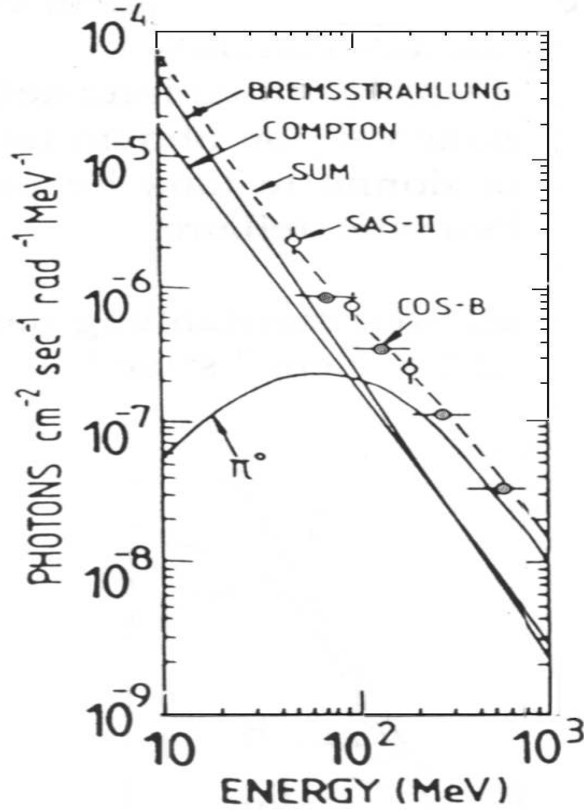


FIG. 3.6 – Spectre en direction du Centre Galactique, observé par COS B et SAS II. Les courbes en trait continu donnent les prédictions théoriques pour les contributions de la radiation provenant du Bremsstrahlung, de Compton et de π^0 . La courbe en traitillé donne la contribution totale.

Les sources de gamma qui contribuent à la partie continue du spectre sont :

a) l'annihilation en vol d'un positon et d'un électron (un des deux au repos, normalement l'électron). La section efficace à grande énergie est toutefois assez faible :

$$\sigma = \frac{\pi r_e^2}{\gamma} [\ln(2\gamma) - 1] \quad (3.4)$$

avec $r_e = e^2/m_e c^2$ le rayon classique de l'électron et γ le facteur de Lorentz. A 100 MeV on obtient $\sigma = 6 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$, et un libre parcours moyen de $1.6 \cdot 10^{26}/n \text{ cm}$, où n est la densité électronique. Pour le milieu interstellaire n est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, ce qui donne environ 2 Gpc. Donc cette contribution pour être efficace nécessite des régions denses, mais pas trop, car le risque d'autoabsorption augmente aussi avec la densité.

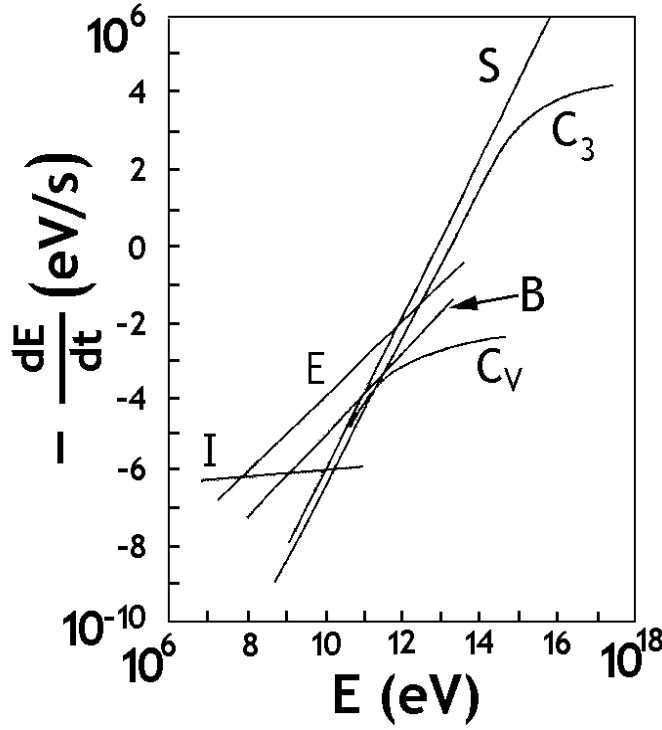


FIG. 3.7 – Taux de perte d'énergie en fonction de l'énergie des électrons. Plusieurs processus contribuent à la production de X ou de gamma. S : émission synchrotron dans un champ $B=4 \mu\text{G}$; C_v : effet Compton inverse avec des photons dans le visible dont la densité d'énergie vaut 0.45 eV/cm^3 ; C_3 , idem avec les photons CMBR; B : bremsstrahlung pour une densité de 1 atome/ cm^3 ; I perte par ionisation; E : "fuite" avec un temps de vie moyen dans la Galaxie de $3.3 \cdot 10^6$ ans.

b) la radiation de Bremsstrahlung dans le champ coulombien des noyaux et d'autres électrons. Dans le cas des noyaux, on trouve (B. Rossi, High-energy particles 1952) :

$$\sigma(E_e, E_\gamma) dE_\gamma = 4\alpha_{em} Z^2 r_e^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} F(E_e, \nu) \quad (3.5)$$

où $\nu = E_\gamma/E_e$.

F est une fonction qui dépend de l'environnement. Dans le cas de noyaux complètement ionisés (protons, par exemple), on a :

$$F(E_e, \nu) = \left[1 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu) \right] \left[\ln \left(\frac{2E_e}{mc^2} \frac{1 - \nu}{\nu} - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (3.6)$$

La forme de cette contribution au spectre est donc approximativement proportionnelle à E_γ^{-1} . On peut exprimer la perte d'énergie des électrons par ce processus en considérant la longueur de radiation du milieu, X_0 . Sur une longueur égale à X_0 , l'énergie de l'électron est réduite approximativement d'un facteur $1/e$.

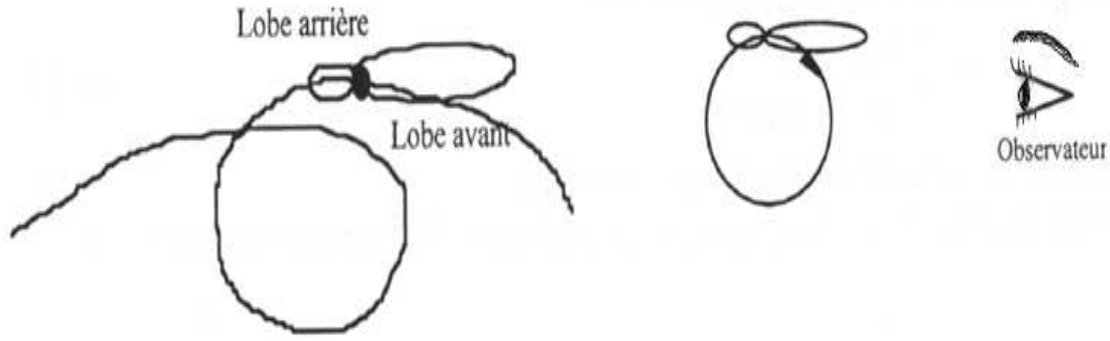


FIG. 3.8 – A gauche : la particule émet de la radiation synchrotron de préférence vers l'avant. A droite : l'observateur voit l'intensité de la radiation augmenter quand la particule vient à sa rencontre.

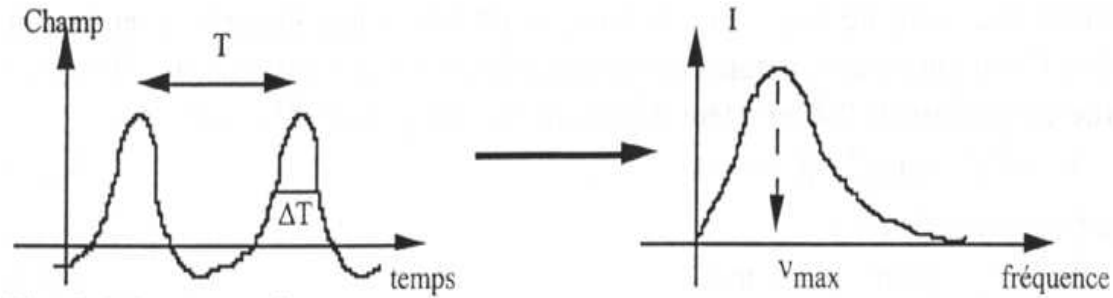


FIG. 3.9 – A gauche : structure temporelle de l'émission. A droite : spectre des fréquences.

Pour l'hydrogène $X_0 = 61 \text{ g/cm}^2$. Dans le milieu interstellaire on a un proton/cm^3 , ce qui nous donne $X_0 = 10 \text{ Mpc}$. Donc pour $v=c$, on obtient un libre parcours moyen de $4 \cdot 10^7$ années lumières. La figure 3.7 donne le taux de perte d'énergie en fonction de l'énergie des électrons pour le milieu interstellaire.

On trouve que l'émissivité due au bremsstrahlung dans le gaz interstellaire que l'on trouve dans le plan galactique, pour un seuil de 100 MeV , est d'environ $2 \cdot 10^{-25} \text{ photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Q. : Montrer que, si l'on considère un parcours de l'ordre de 10 kpc , le taux mesuré par un détecteur qui a un seuil à 100 MeV , une surface de 500 cm^2 , un angle solide de 0.25 sr et une efficacité de 10% est d'environ 500 gamma/jour .

c) L'effet Compton inverse.

Considérons un photon de faible énergie, $\varepsilon = O(1 \text{ eV})$, qui est frappé par un électron relativiste. Du point de vue de ce dernier, le photon a une énergie $\gamma\varepsilon$ et lors de la diffusion Compton inverse il aura une énergie plus petite que cette valeur. Donc, si l'on retourne

au système de l'observateur initial, on aura un photon d'énergie :

$$E_\gamma \approx \varepsilon \gamma^2 \quad \text{quand} \quad \gamma \varepsilon \ll m_e c^2 \quad (3.7)$$

$$E_\gamma \approx E_e \quad \text{pour} \quad \gamma \varepsilon \gg m_e c^2 \quad (3.8)$$

Par exemple, si l'on considère les photons de $6 \cdot 10^{-4}$ eV du CMBR, la transition entre les deux régimes se fait à environ $5 \cdot 10^{14}$ eV. Si l'on considère un spectre d'énergie des électrons de la forme $E^{-\alpha}$, alors l'émissivité due au bremsstrahlung suit une loi en :

$$N(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-(\alpha+1)/2} \quad (3.9)$$

d) L'émission synchrotron dans un champ magnétique.

L'électron qui spirale dans un champ magnétique émet un rayonnement, de préférence en avant, comme dans la figure 3.8. La théorie e.m. nous dit que la largeur du lobe est de l'ordre de :

$$\theta \approx mc^2/E = 1/\gamma \quad (3.10)$$

On peut imaginer que les photons sont émis à l'intérieur d'un cône d'ouverture θ autour de la trajectoire de la particule.

L'observateur placé à distance considérable voit un champ e.m. arriver par bouffées, à la fréquence de Larmor (voir la figure 3.9).

$$\nu_g = \frac{eB}{2\pi m\gamma} = \frac{28}{\gamma} B \quad [GHz] \quad \text{avec } B \text{ exprimé en Tesla} \quad (3.11)$$

La durée d'une bouffée vaut environ :

$$\Delta t \approx \frac{\theta}{2\pi} T \times (1 - v/c) \quad (3.12)$$

où T est la période du mouvement cyclotronique de la particule et v la vitesse de cette particule.

Le terme entre parenthèse tient compte du fait que l'électron et les photons observés se propagent dans la même direction. Le spectre qui en résulte est riche en harmoniques, avec une valeur maximale de l'ordre de $1/T$. La valeur de l'énergie qui correspond au maximum d'intensité est donnée par :

$$E_{max}(eV) = 5 \cdot 10^{-13} B_\perp \gamma^2 \quad (3.13)$$

$B_\perp = B \sin \alpha$ en Tesla, α est l'angle entre la vitesse de la particule et le champ.

L'énergie des photons attendue pour ce processus est donc assez faible, sauf si les champs et les énergies sont très élevés. L'observation de l'émission de synchrotron indique donc la présence d'électrons relativistes. Le spectre que l'on obtient, pour une distribution d'énergie des électrons en $E^{-\alpha}$, est exactement comme pour l'effet Compton inverse :

$$N(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-(\alpha+1)/2} \quad (3.14)$$

La lumière émise par un électron individuel est polarisée circulairement, mais celle produite par une distribution isotrope de particules donne une résultante polarisée linéairement, dans le plan orthogonal à la direction du champ magnétique.

e) La radiation due à la courbure de la trajectoire dans la magnétosphère des pulsars.

À proximité d'un pulsar, le champ magnétique intense oblige les particules à voyager selon les lignes de champ. Puisque ces dernières sont courbées, on obtient un lobe d'émission en avant. L'énergie typique de la radiation vaut :

$$E(\text{eV}) \approx \frac{3}{2} \frac{\hbar c \gamma^3}{\rho} = \frac{3 \cdot 10^{-5}}{\rho(\text{cm})} \gamma^3 \quad (3.15)$$

ρ est le rayon de courbure de la trajectoire dans le champ magnétique. Pour un électron de 10^{13} eV, un rayon de courbure de 10^8 cm, on obtient $E=2.5$ GeV.

Cas de protons.

Les mêmes mécanismes que ceux discutés ci-dessus existent pour les protons. Les processus de b) à e) sont en général moins efficaces qu'avec les électrons, à cause de la masse du nucléon qui est environ 2000 fois plus grande.

f) Interaction des protons avec la matière et production de pions neutres.

La production de pions neutres peut se faire par collision de protons avec la matière interstellaire (protons). Le seuil pour la production d'une particule de masse m (exercice) est :

$$T_{\text{seuil}} = 2mc^2(1 + m/4M) \quad (3.16)$$

où T est l'énergie cinétique du proton et M sa masse.

Pour la production d'un π^0 le calcul donne $T_{\text{seuil}} \approx 280$ MeV.

Le pion neutre se désintègre presque instantanément ($0.83 \cdot 10^{-16}$ s) en donnant deux gamma, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Dans le référentiel du π^0 l'énergie se répartit également entre les deux photons. Le boost de Lorentz du pion détermine l'énergie observée dans le laboratoire. Considérons une famille de pions se déplaçant à une vitesse v par rapport à l'observateur. Suivant l'angle du photon par rapport à la vitesse du pion, l'observateur va mesurer une énergie affectée par le boost de Lorentz.

On trouve (exercice) que la distribution est plate, avec les extrêmes donnés par :

$$\frac{mc^2}{2} \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \leq E_\gamma \leq \frac{mc^2}{2} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \quad (3.17)$$

La figure 3.6 montre la contribution de cette composante, observée en direction du Centre Galactique.

g) Annihilation proton-antiproton $p + \bar{p} \rightarrow n_\pi \times \pi$

Pour une annihilation au repos (protonium) les lois de conservation interdisent $n_\pi < 3$. La conservation de l'énergie implique que $n_\pi < 14$. On peut montrer (exercice) que pour $n_\pi=3$ l'énergie maximale d'un pion est :

$$E_{\pi max} = (4M^2 - 3m^2)/4M \approx 923 \text{ MeV} \quad (3.18)$$

Si l'on considère des pions neutres on aura, d'après (eq. 3.17), des énergies de photons comprises entre 5 et 919 MeV. La figure 3.10 montre cette distribution.

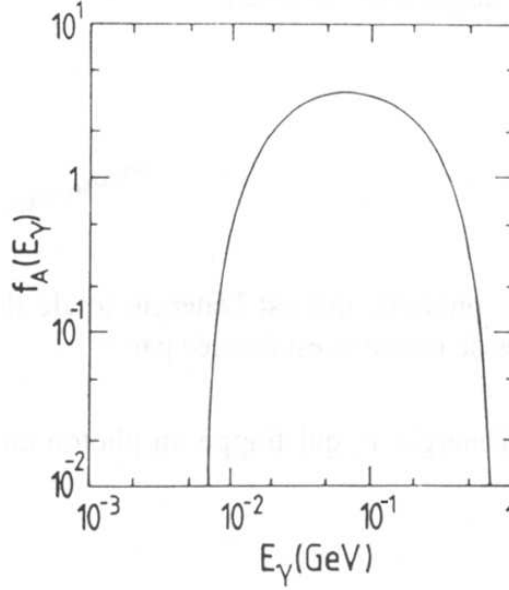


FIG. 3.10 – Spectre d'énergie des gamma issus de l'annihilation au repos de protons et d'antiprotons.

h) La radiation du corps noir.

Cette radiation est présente dès que le corps a une profondeur optique élevée pour toutes les fréquences. Le spectre est donné par la relation de Planck :

$$I(\nu)d\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \left[\frac{1}{\exp\{h\nu/kT\} - 1} \right] d\nu \quad \text{MeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} N(E_\gamma)dE_\gamma &= \frac{I(\nu)d\nu}{h\nu} \\ &= 9.89 \cdot 10^{40} \left[\frac{1}{\exp\{1.16 \cdot 10^{10} h\nu/T\} - 1} \right] E_\gamma^2 dE_\gamma \quad \text{photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (3.20)$$

La loi de Wien donne l'énergie au maximum de la distribution :

$$E_{\text{Wien}} = 4.7 \cdot 10^{-10} T \quad \text{où } T \text{ est en degré K et } E \text{ en MeV} \quad (3.21)$$

L'énergie moyenne des photons est :

$$\overline{E} = 2.7kT = 2.3 \cdot 10^{-10} T \quad (3.22)$$

Pour obtenir des photons de l'ordre du MeV, il faut donc un système à 10^{10} K.

Q. : Estimer la fraction d'énergie de l'Univers, Ω , que l'on trouve sous forme e.m..

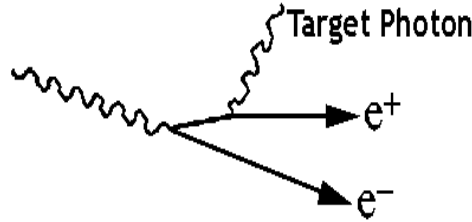
3.3 Mécanismes d'absorption

On a essentiellement deux cas : l'interaction des gamma avec la matière et l'interaction des gamma avec un champ e.m.. Ce dernier peut être un photon réel ou un champ magnétique.

a) Interaction gamma-matière : il s'agit de l'effet Compton, de l'effet photoélectrique et de la création de paires.

L'effet Compton et l'effet photoélectrique ont une importance significative en dessous de 10 MeV pour de la matière à faible Z, ou en dessous de 100 MeV pour un Z élevé. En dessus de ces énergies, la création de paires $e^+ e^-$ est dominante.

b1) Interaction gamma-gamma.



Pour un photon d'énergie ε_1 qui frappe un photon cible d'énergie ε_2 sous l'angle d'incidence θ , l'énergie totale disponible pour la création d'une paire de particules de masse m , est donnée par :

$$E = \sqrt{2\varepsilon_1\varepsilon_2(1 - \cos \theta)} \quad (3.23)$$

donc le seuil est à :

$$\varepsilon_1 = \frac{2m^2c^4}{\varepsilon_2(1 - \cos \theta)} \quad (3.24)$$

Dans le cas d'un choc frontal, le seuil de production d'une paire e^+e^- vaut :

$$\varepsilon_1 = 0.26 \cdot 10^{12} / \varepsilon_2 \quad \text{où les énergies sont exprimées en eV} \quad (3.25)$$

On peut calculer (exercice) les valeurs du seuil de production e^+e^- pour les cibles canoniques :

CIBLE	E seuil
2.7 K	400 TeV
Starlight	0.1 TeV
1 keV X	0.3 TeV

TAB. 3.3 –

A très grande énergie, ($\omega = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \gg m$), la section efficace vaut :

$$\sigma = \pi r_e^2 \left(\frac{m}{\omega} \right)^2 \left[2 \ln \left(\frac{2\omega}{m} \right) - 1 \right] \quad (3.26)$$

avec $r_e = e^2/mc^2 = 2.82 \times 10^{-15} \text{m}$ le rayon classique de l'électron .

Quand m est grand par rapport à ω

$$\sigma = \pi r_e^2 \left(1 - \frac{m_e^2}{\omega^2} \right) \quad (3.27)$$

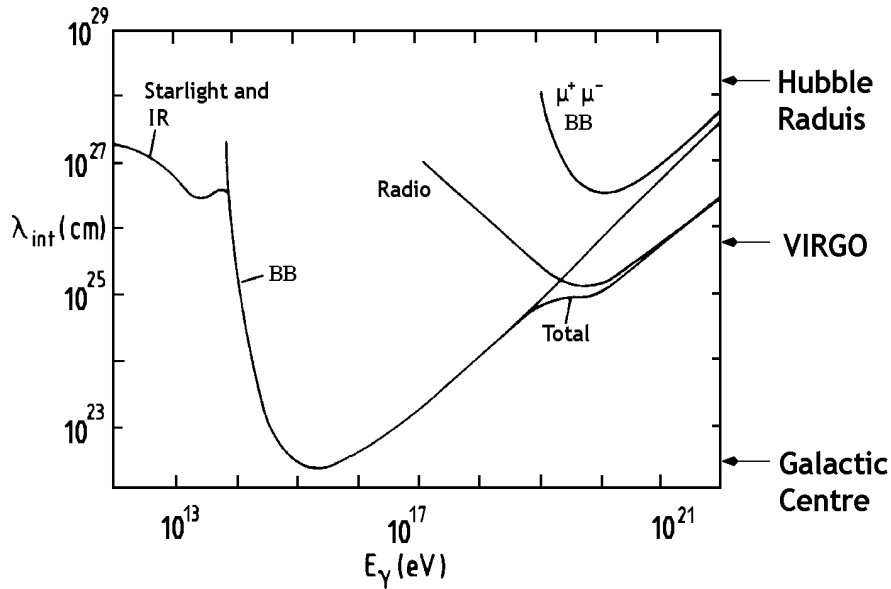


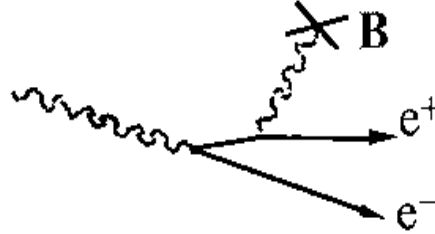
FIG. 3.11 – Interaction de gamma avec des cibles photoniques. BB est la radiation CMBR. La création de paire de muons se manifeste vers 10^{20} eV.

L'efficacité d'un tel processus dépend de la densité de la cible. Dans le cas des photons CMBR (400 par cm^3 environ) la longueur d'atténuation d'un photon de 10^{15} eV est de

l'ordre de 10^{23} cm. La figure 3.11 montre la longueur d'atténuation pour différentes cibles, en fonction de l'énergie du photon.

Si l'on considère une distance équivalente au rayon de Hubble, on peut dire que l'Univers ne devient transparent qu'en dessous de 10^{12} eV.

b2) Interaction gamma-champ magnétique.



En présence d'un champ magnétique intense, le seuil de production e^+e^- est donné par la relation suivante :

$$E_{\text{seuil}}(\text{eV}) = 4 \cdot 10^{14} / B \quad \text{avec } B \text{ exprimé en Tesla} \quad (3.28)$$

Donc un photon de 40 MeV peut se convertir dans le champ d'une étoile à neutrons de $B=10^7$ Tesla.

3.4 Les détecteurs

Les caractéristiques en sont : le domaine d'énergie, la résolution en énergie, l'acceptance et la résolution angulaires, l'efficacité et la surface de détection.

La résolution temporelle est aussi un atout pour pouvoir résoudre la structure temporelle d'un épisode **Gamma Ray Burst** (GRB) et/ou pour la réjection du bruit. Du point de vue du mécanisme de la détection, on a 3 domaines d'énergie dans l'interaction gamma matière : jusqu'à 3 MeV l'effet photoélectrique domine ; de 3 à 10 MeV l'effet Compton domine ; la création de paires e^+e^- est dominante au-delà de 10 MeV.

3.4.1 Les détecteurs dans l'espace

Il s'agit de détecteurs placés sur des ballons, des fusées, des navettes spatiales... L'instrument de la NASA, appelé "**Compton Gamma Ray Observatory**" (CGRO, figure 3.12), en service de 1991 à 2000, en est un exemple. Il comprenait 4 détecteurs spécialisés couvrant le spectre électromagnétique de 30 keV à 30 GeV. Dans l'ordre croissant de la plage d'énergie couverte, les détecteurs étaient :

1) le "**Burst And Transient Source Experiment**" (BATSE) avec 2 modules comprenant 2 scintillateurs NaI(Tl) chacun placés aux 4 coins du satellite, examinant la totalité du ciel ;

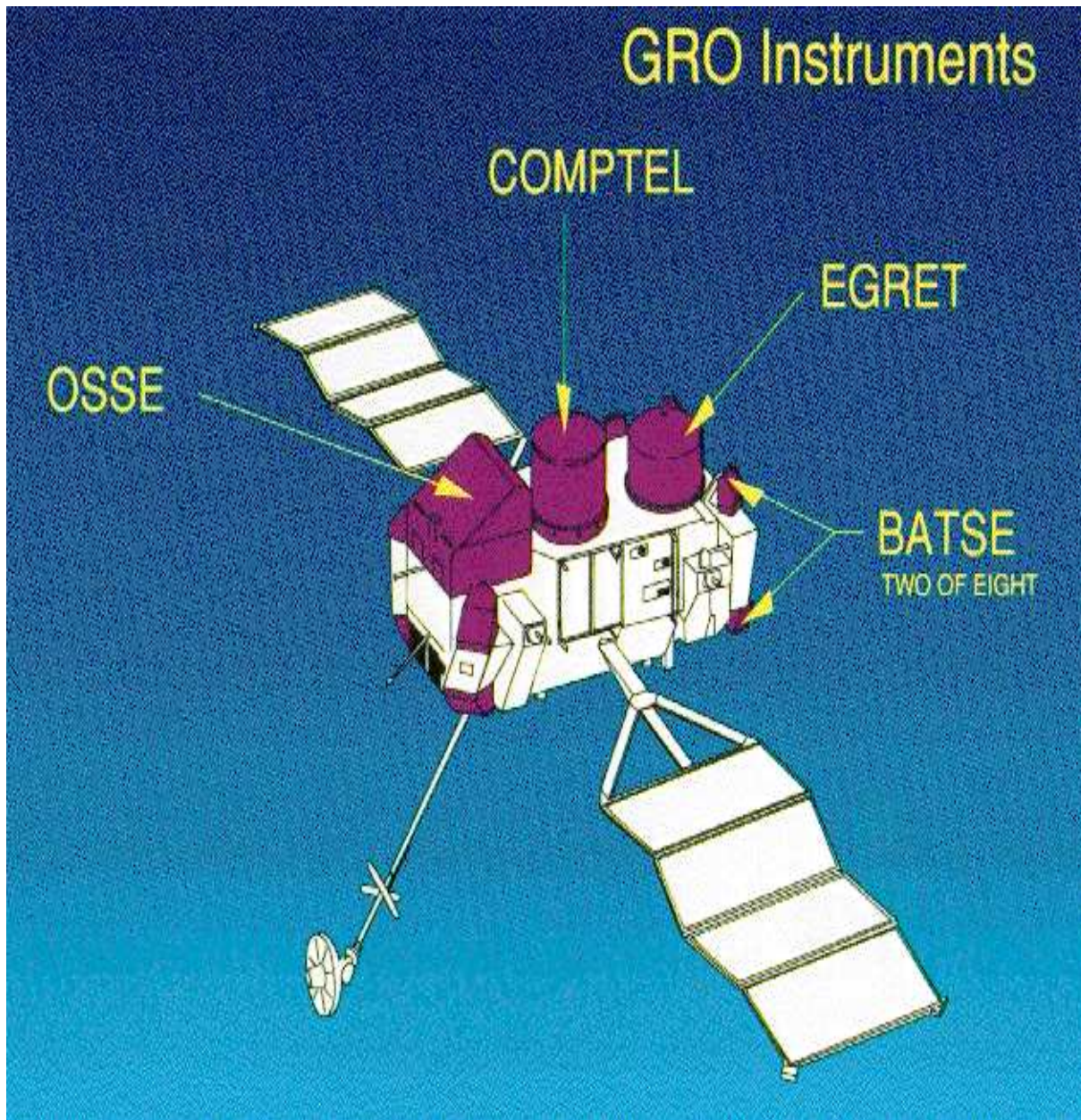


FIG. 3.12 – Les détecteurs du “Compton Gamma Ray Observatory”.

- 2) l’ “**O**riented **S**cintillation **S**pectroscopy **E**xperiment” (OSSE), avec des scintillateurs (NaI(Tl)+CsI(Na)) équipés de collimateurs ;
 - 3) le “**C**ompton **T**élescope” (COMPTTEL) utilise l’effet Compton dans des scintillateurs ;
 - 4) l’ “**E**nergetic **G**amma-**R**ay **E**xperiment” (EGRET), un détecteur avec chambres à étincelles, pour des gamma de 20 MeV à 30 GeV.
- A basse énergie (< 3 MeV) on utilise un scintillateur couplé à un photomultiplica-

teur. Pour atténuer les effets de la radiation parasite, on doit prévoir un écran. Par exemple on peut entourer le tout avec un écran en plomb qui définit aussi l'angle solide observé par le scintillateur. Au prix d'une réduction de l'efficacité, on peut prévoir un écran "actif" (figure 3.13) qui est placé en "anticoïncidence" avec le détecteur.

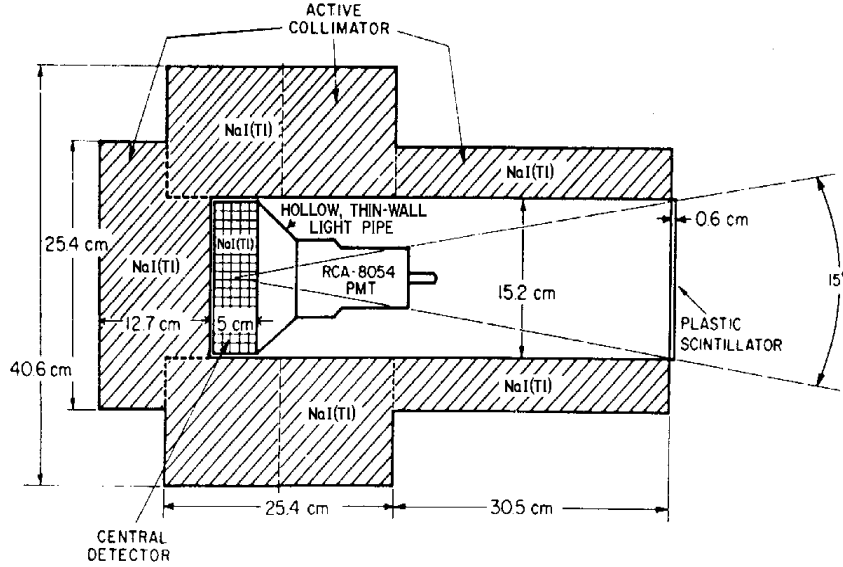


FIG. 3.13 – Télescope gamma. On utilise un cristal NaI couplé à un PM. La "collimation" se fait par un ensemble de cristaux qui définissent une ouverture de 15°.

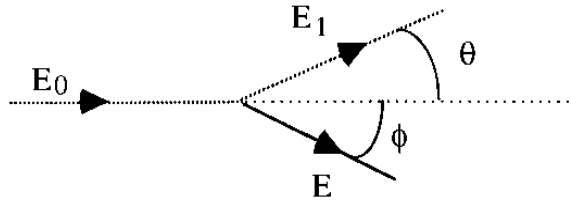


FIG. 3.14 – Diffusion Compton.

- Pour le domaine 3-10 MeV l'effet Compton peut être utilisé pour établir la direction de la source, sur une base statistique.

La figure 3.14 montre un photon d'énergie E_0 qui entre en collision avec un électron cible à l'arrêt (masse m). Le photon est diffusé sous l'angle θ avec une énergie E_1 . On trouve :

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.29)$$

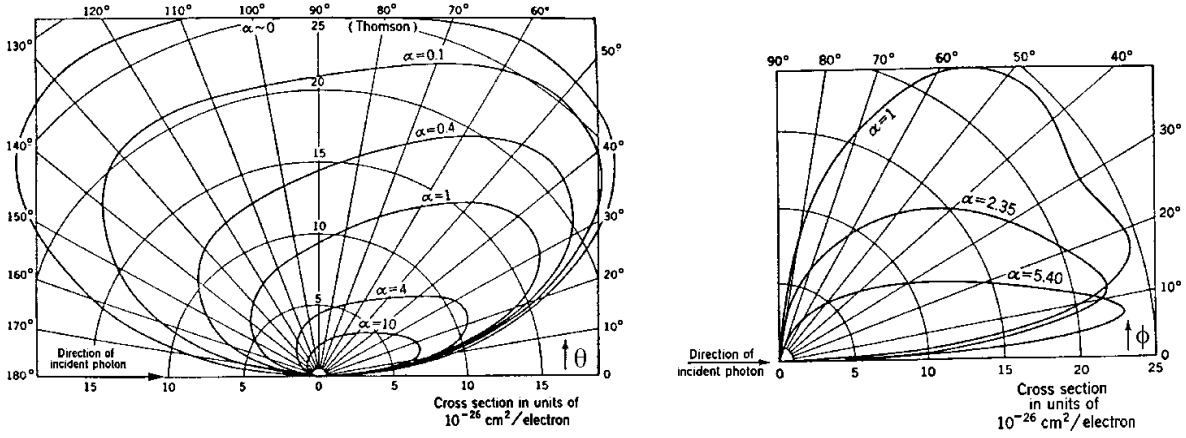


FIG. 3.15 – $d\sigma/d\theta$ et $d\sigma/d\phi$ pour la diffusion Compton du photon et l'éjection de l'électron de recul.

L'électron de recul est éjecté avec une énergie E telle que :

$$E = \frac{E_0^2}{mc^2} \frac{1 + \cos\theta}{1 + \frac{E_0}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.30)$$

La relation entre les angles d'émission est :

$$\cot\phi = \left(1 + \frac{E_0}{mc^2}\right) \tan(\theta/2) \quad (3.31)$$

La section efficace différentielle (formule de Klein Nishina) pour la diffusion d'un photon non polarisé est :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{e^2}{2mc^2} \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^2 \left(\frac{E_0}{E_1} + \frac{E_1}{E_0} - \sin^2\theta\right) \quad (3.32)$$

Pour un photon émis dans la fenêtre $[\theta, \theta + d\theta]$, l'électron est émis dans $[\phi, \phi + d\phi]$. On peut donc transposer l'équation 3.32 dans une section efficace exprimée pour l'électron de recul.

Les deux figures 3.15 montrent $d\sigma/d\theta$ à gauche et $d\sigma/d\phi$ à droite pour le photon et l'électron respectivement, pour différentes énergies du photon incident ($\alpha = E_0/mc^2$).

Un télescope Compton peut utiliser le photon diffusé ou l'électron de recul pour donner une estimation de la direction du photon entrant. Le système de base qui utilise le photon sortant est donné à la figure 3.16. A est un scintillateur plastique qui est placé en anti-coïncidence dans la procédure de déclenchement. Cela permet la réjection des cosmiques chargés. Le photon diffusé dans S est observé par C . A_e est aussi en anti-coïncidence et permet d'éliminer les événements avec un électron diffusé vers C . Le signal de "trigger" est donc : $\text{trigger} = \overline{AA_e}SC$. D'après les relations vues plus haut, on peut estimer l'angle θ , si l'on connaît les énergies en jeu :

$$\cos\theta = 1 - \frac{E_0 - E_1}{E_1 E_0} mc^2 = 1 - \frac{E}{E_1(E + E_1)} mc^2 \quad (3.33)$$

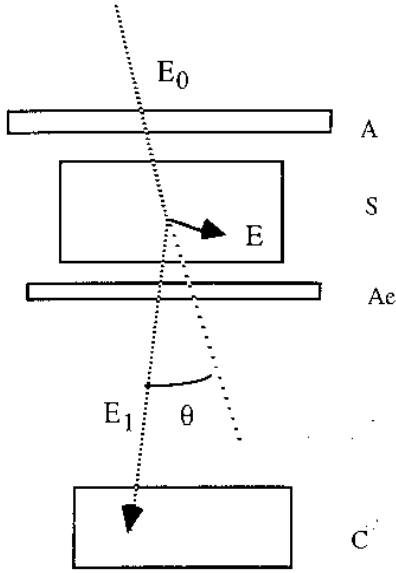


FIG. 3.16 – Configuration de base pour un télescope Compton qui se sert du photon diffusé pour donner une estimation de la direction probable du photon incident.

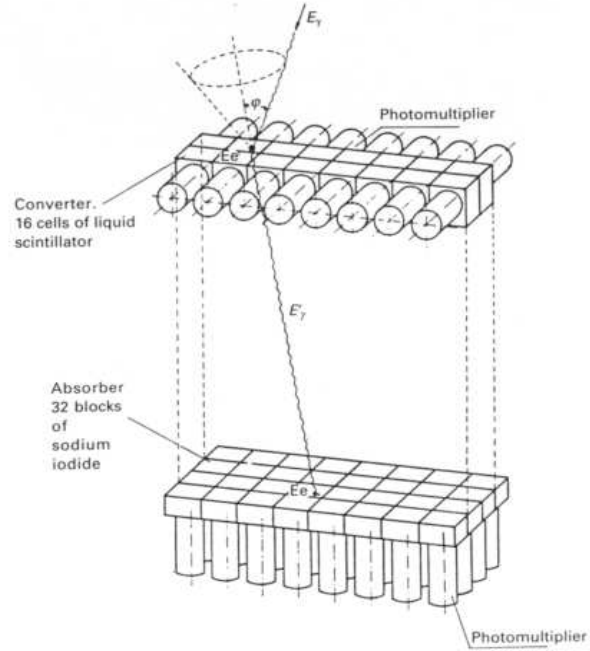


FIG. 3.17 – Télescope du Max Planck Institut de Munich.

Il faut donc connaître l'énergie du photon diffusé. Idéalement C est un calorimètre. Un exemple est représenté à la figure 3.17. Il s'agit du télescope du Max Planck Institut de Munich. COMPTEL a essentiellement la même configuration. Les scintillateurs d'anticoïncidence ne sont pas montrés. Chaque événement i définit un cône de demi-angle θ_i . Pour pouvoir identifier une source ponctuelle on dessine l'intersection de plusieurs cônes. La résolution de ce détecteur pour des photons de 3 MeV est de l'ordre de 1° .

La tableau 3.4 donne un résumé des caractéristiques de trois détecteurs : COS-B (mission de l'ESA), EGRET (voir plus haut) et GLAST (mission future de la NASA). La mise en service de ce dernier est prévue pour 2005.

3.4.2 Les détecteurs au sol

A cause de la loi de puissance du spectre, les flux de gamma au niveau du sol deviennent très petits pour des énergies de l'ordre du TeV et au-delà. La nébuleuse du Crabe, par exemple, nous donne pour un seuil de 1 TeV un flux de $2 \cdot 10^{-7}$ gamma par m^2 et par seconde. C'est un flux non mesurable avec un détecteur dans l'espace qui fait $1 m^2$. La largeur effective de détection doit être au minimum de l'ordre de $10^4 m^2$, ce qui conduit à mettre en oeuvre des ensembles de compteurs installés au sol.

Les détecteurs EAS (**E**xtensive **A**ir **S**hower) et ACT (**A**tmospheric **C**herenkov **T**elescope) font partie de cette catégorie d'installations. Ils utilisent l'atmosphère comme convertis-

	COS-B 1975-1982	EGRET 1991-2000	GLAST 2005 ?
Domaine E [GeV]	0.05-5	0.02-30	0.01-300
Détecteur e^\pm	chambers à étincelles	chambers à étincelles	convert./Si
Calorimètre	CsI	NaI(Tl)	CsI, ...
Résolutions à E=1GeV :			
angulaire	2°	1.5°	0.25°
$\sigma E/E$	100%	9%	4.4%
Champ de vue [stéradian]	0.12 π	0.20 π	1.8 π
Surface de détection	50 cm ²	1200 cm ²	8000 cm ²
Sensibilité au flux(E>1GeV) [cm ⁻² s ⁻¹]	10 ⁻⁶	10 ⁻⁸	10 ⁻¹⁰

TAB. 3.4 – Caractéristiques de détecteurs dans l'espace

	ACT	EAS
Seuil en énergie	$\mathcal{O}(10\text{GeV})$	10 TeV
Résolution angulaire	0.1°	1°
Champ de vue [stéradian]	10 ⁻³ (1 source)	2
Fraction de temps utile	~10%(pas de Lune,...)	~90%
Réjection hadronique	100-10000	très limitée

TAB. 3.5 – Caractéristiques de détecteurs au sol

seur et calorimètre donnant lieu à la formation de gerbes électrophotoniques.

Les détecteurs EAS mesurent les résidus de ces gerbes au sol. De ce fait ils ont un seuil

de l'ordre de 10 TeV. Les détecteurs ACT utilisent la lumière de Cherenkov engendrée par les particules chargées de ces gerbes et collectée par un ou plusieurs télescopes. Pour ce type de détecteurs le seuil est de l'ordre de 10 GeV.

En général la détection des gamma de grande énergie est en compétition avec celle de hadrons du rayonnement cosmique. A partir de 100 GeV ce bruit de fond hadronique est 1000 fois plus élevé que le signal des gamma recherché.

Le tableau 3.5 donne quelques paramètres comparatifs de ces détecteurs au sol.

Les télescopes à lumière de Cherenkov.

La lumière de Cherenkov est émise quand la particule chargée a une vitesse qui dépasse c/n , où n est l'indice de réfraction du milieu. Pour des électrons de la gerbe e.m.

$$E_{\min} = m_e \gamma_{\min} = 0.511 \gamma_{\min} \text{ MeV} \quad (3.34)$$

Dans le cas où le milieu est l'atmosphère terrestre, on a :

$$E_{\min} \approx 0.511 \times 2\delta^{-1/2} \quad (3.35)$$

avec :

$$\delta = n - 1 \approx 2.9 \cdot 10^{-4} \exp\left(-\frac{h}{7.5\text{km}}\right)$$

h = hauteur dans l'atmosphère

Cela donne un seuil de 25 MeV à STP (**S**tandard **T**emperature and **P**ressure) et de 35 MeV à 7.5 km.

L'angle d'émission du photon de Cherenkov par rapport à la direction de propagation de l'électron est au maximum de :

$$\theta_{\max} = \cos^{-1}(1/n) \quad (3.36)$$

A STP, on obtient $\theta_{\max} \approx 1.3^\circ$.

L'intensité d'émission par unité de parcours est :

$$\frac{dI}{d\ell} = 2 \frac{e^2}{\varepsilon_0 c^3} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) \quad (3.37)$$

A partir de ces relations et d'un bon programme de Monte Carlo qui simule des gerbes e.m., on peut déterminer la distribution au sol des photons de Cherenkov. Des programmes comme CORSIKA permettent de simuler des gerbes de grande énergie (y compris des gerbes hadroniques).

Les résultats sont les suivants :

- 1) la lumière issue d'une gerbe e.m. est assez bien focalisée autour de l'axe de la gerbe ;
- 2) le nombre de photons de Cherenkov est proportionnel à l'énergie de la gerbe ;
- 3) la dispersion temporelle d'arrivée de ces photons est petite ($< 5 \text{ ns}$) ;
- 4) la surface au sol irradiée par ces photons est $\mathcal{O}(10^4) \text{ m}^2$.

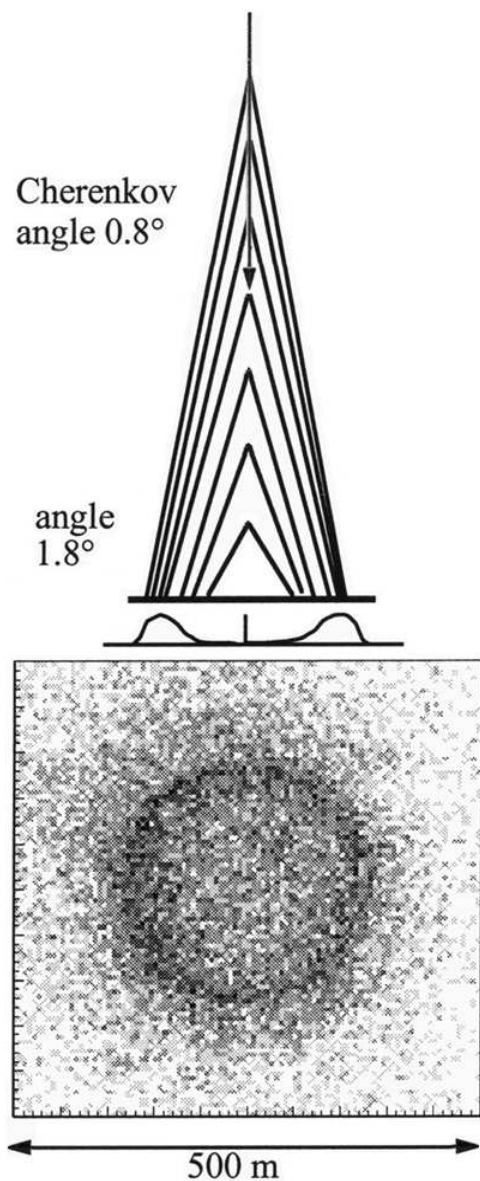


FIG. 3.18 – Simulation de l'émission Cherenkov par la gerbe électrophotonique engendrée par un gamma de 100 GeV. L'image au sol est représentée dans le diagramme biparamétrique.

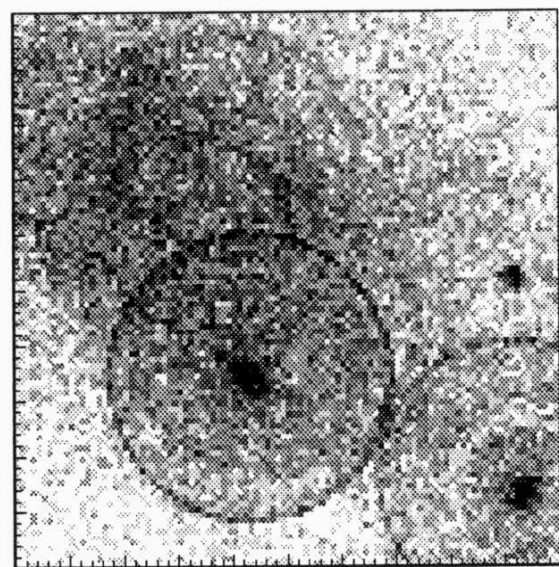


FIG. 3.19 – Simulation de l'émission Cherenkov par la gerbe hadronique engendrée par un proton de 500 GeV.

La figure 3.18 montre la simulation par CORSIKA d'une gerbe e.m. de 100 GeV à incidence verticale. La distribution annulaire des photons Cherenkov est due au fait que l'angle d'émission est plus large en fin de gerbe qu'au sommet. Au niveau du sol, les trajectoires des photons coïncident accidentellement.

A titre de comparaison, la figure 3.19 est le résultat que l'on obtient pour un proton incident de 500 GeV, avec plusieurs sous-gerbes. Cela nous suggère que la mesure de la dis-

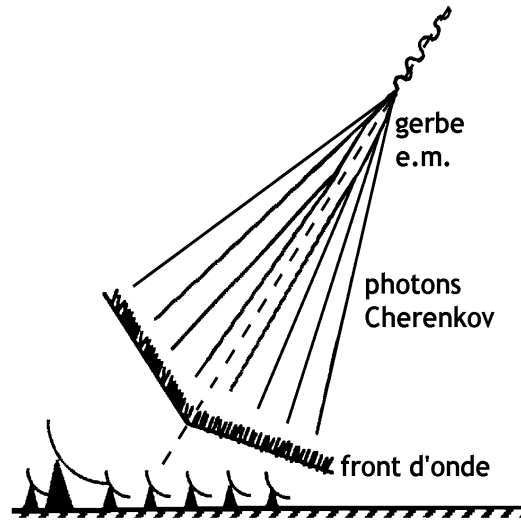


FIG. 3.20 – Principe de l'IACT (le gros télescope), et du sampling ACT (l'ensemble des capteurs). La gerbe e.m. produit un front d'onde de photons Cherenkov.

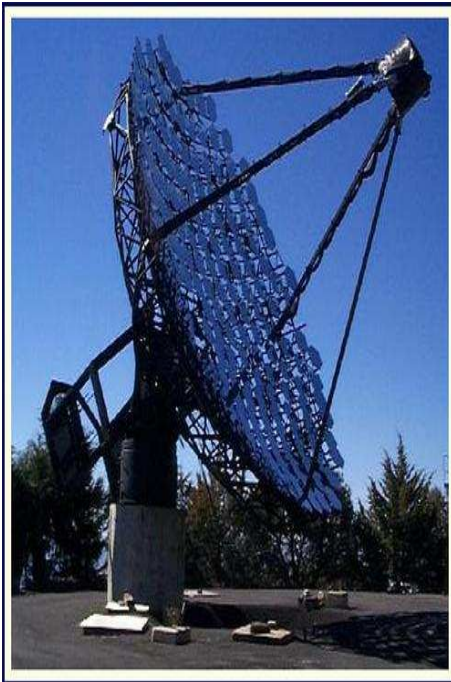


FIG. 3.21 – Le réflecteur optique de 10 m. de l'observatoire Whipple.

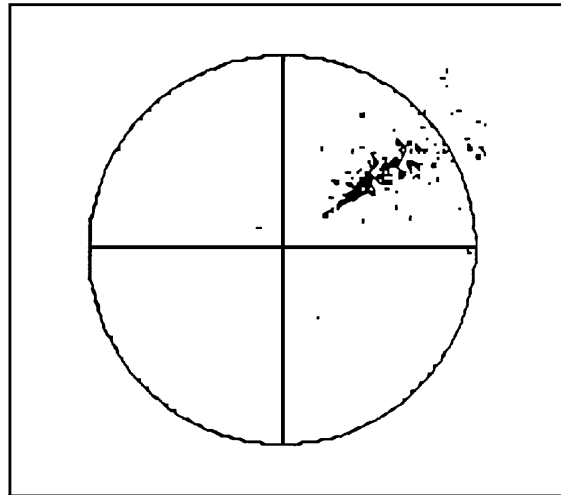


FIG. 3.22 – Image d'une gerbe produite par un gamma de 700 GeV, simulée par CORSIKA. Chaque point représente un photon. La région limitée par le cercle représente quelques degrés du ciel. La caméra a normalement une sensibilité finie et un nombre limité de pixels, de l'ordre de 100.

tribution latérale de la gerbe fournit un moyen de réjection de la composante hadronique primaire.

Il existe deux sortes de ACT : le **Imaging ACT** (IACT) et le **sampling ACT**. Le principe est représenté dans la figure 3.20.

Dans le cas du **sampling ACT**, plusieurs détecteurs (au moins 10 stations) observent une portion du ciel et enregistrent les distributions temporelle et spatiale des photons. Des exemples de ce type sont : **ASGAT**, **THEMISTOCLE** et **HEGRA**. D'anciens fours solaires tels que **CELESTE** ont été convertis : chaque miroir focalise l'image du ciel sur un photomultiplicateur qui se trouve à l'emplacement du four. (Notes : **ASGAT**, **THEMISTOCLE** et **CELESTE** sont des installations situés sur l'ancienne centrale solaire **THEMIS** dans les Pyrénées Orientales, **HEGRA** est décrit dans le chapitre 2).

Dans le cas des **IACT**, on a essentiellement un télescope comprenant une caméra très sensible placée au foyer. Cette camera est constituée en général d'un ensemble (jusqu'à une centaine) de photomultiplicateurs. Le prototype en est le réflecteur optique de l'observatoire **Whipple** (figure 3.21). Notons que l'installation **HEGRA** combine les techniques d'imagerie et d'échantillonnage. L'image sur le plan focal (figure 3.22) est une petite "comète" qui pointe vers le centre si le télescope est dirigé exactement vers la source ponctuelle. Sinon, on peut estimer l'erreur à partir d'une paramétrisation de l'image (voir l'article de Hillas dans *Ap. J.* 342 (1989) 379-395). Hillas introduit les paramètres indiqués à la figure 3.23.

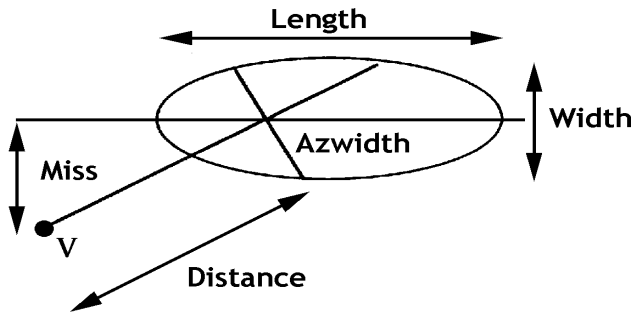


FIG. 3.23 – Les paramètres de Hillas.

En principe, la détection de deux gerbes permet de déterminer la direction de la source en traçant l'intersection des axes des deux "comètes". Naturellement la détection de plusieurs gerbes est nécessaire pour obtenir une bonne résolution angulaire.

Une amélioration de la technique est l'imagerie stéréo, avec au moins deux télescopes. Dans ce cas, la superposition des deux images nous donne pour chaque événement la direction de la gerbe (figure 3.24).

Il est très important d'avoir une bonne résolution angulaire si l'on veut combattre efficacement le bruit de fond. Ce dernier est dû essentiellement au fond cosmique hadronique. Si l'on suppose un spectre en loi de puissance $E^{-\gamma}$ ($\gamma=1.69$ pour la nébuleuse du Crabe et 1.0 pour **MRK421**), on peut calculer le rapport Signal/Bruit pour un télescope avec une résolution angulaire $\delta\theta$, un seuil d'énergie E_t , une surface de détection effective au sol A ,

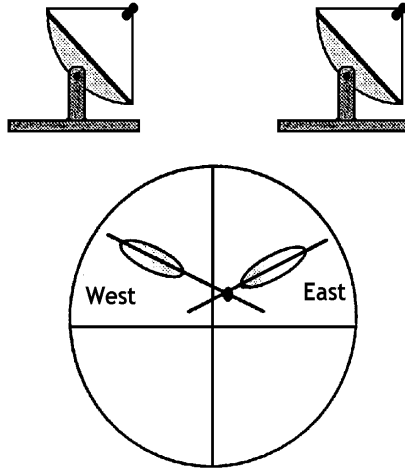


FIG. 3.24 – Principe de l’imagerie stéréo.

un temps de mesure T et un pouvoir de réjection du bruit cosmique r :

$$\frac{S}{N} \propto \frac{(E_t)^{0.85-\gamma}}{\delta\theta} \sqrt{\frac{A}{1-r}} \quad (3.38)$$

Donc, si l’on fixe A et T , il faut augmenter r et améliorer la résolution angulaire $\delta\theta$ pour augmenter le rapport $\frac{S}{N}$. Dans une certaine mesure la baisse du seuil en énergie contribue aussi à améliorer le rapport. La technique stéréo devrait permettre d’atteindre une résolution d’environ $1/3$ de mrad pour une gerbe de 1 TeV. La figure 3.25 montre un projet ¹ de IACT stéréo composé de deux détecteurs à haute résolution (des CCD) et un détecteur de trigger central (des PM).

Le trigger doit être capable d’extraire un signal estimé à 10 photo-électrons (p.e. ²) par m^2 et par TeV dans un bruit de fond diffus dans la région UV (et les nuits sans lune) de $0.45 \text{ p.e. ns}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ TeV}^{-1}$.

Cela est faisable car le signal arrive en moins de 5 ns. De plus il n’occupe qu’une portion de l’ordre de $0.1^\circ \times 0.3^\circ$ tandis que le bruit est isotrope.

Les figures 3.26 donnent la distribution temporelle de l’arrivée des photons d’une gerbe de 100 GeV en fonction de la hauteur à laquelle le photon est généré, ainsi que la dispersion temporelle de ces photons. Cette dispersion est effectivement de l’ordre de la ns. Un autre point est à relever : la possibilité de discriminer gamma et rayons cosmiques hadroniques. La topologie de la gerbe nous vient en aide, comme le montre la figure 3.27 qui représente le paramètre “width” pour des gamma de 100 GeV comparés à des protons de 1 TeV (le rendement en photons de Cherenkov est environ 10 fois plus faible pour des protons que pour des gerbes électrophotoniques).

¹GAMT, G. Auriemma et al., Astroparticle Phys. 3, (1995), 215. C. Beyeler, Travail de diplôme, IPN, Université Lausanne (1997).

²Un p.e. est un électron émis par effet photoélectrique

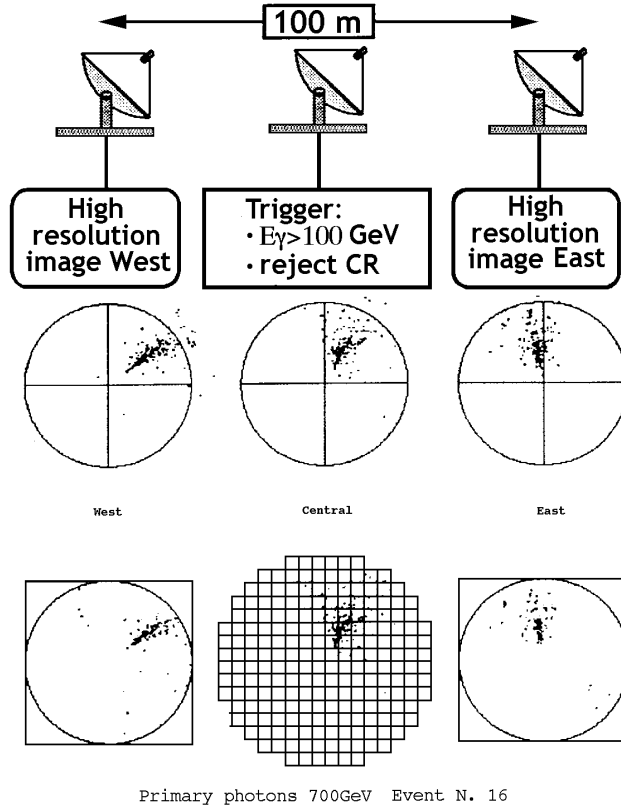


FIG. 3.25 – Stéréo IACT à haute résolution, avec un détecteur de trigger au centre (projet GAMT).

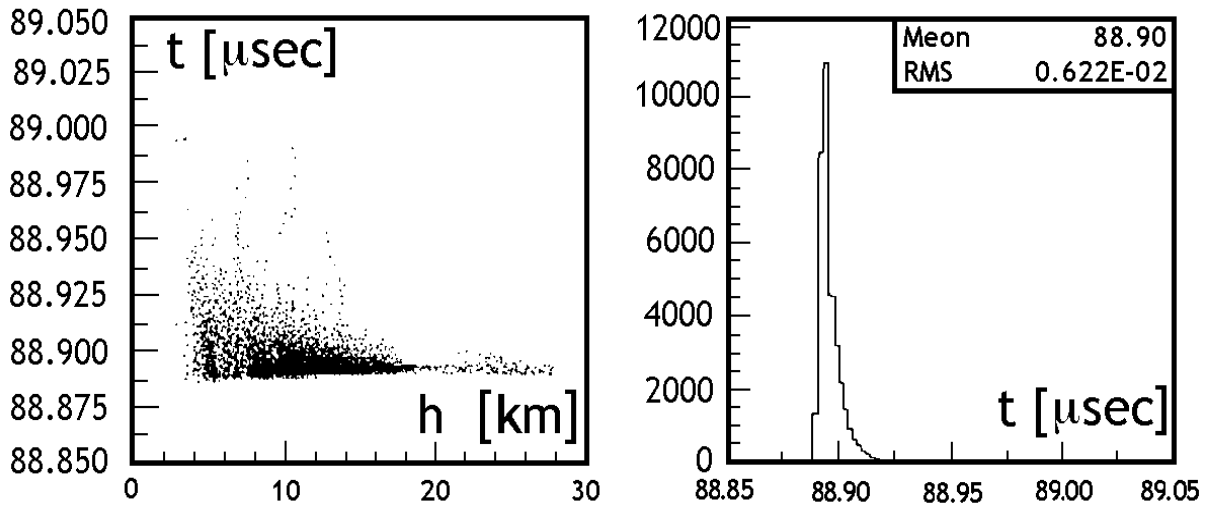


FIG. 3.26 – A gauche, temps d'arrivée des photons Cherenkov au sol en fonction de l'altitude du point de création, pour une gerbe e.m. de 100 GeV. A droite, dispersion temporelle.

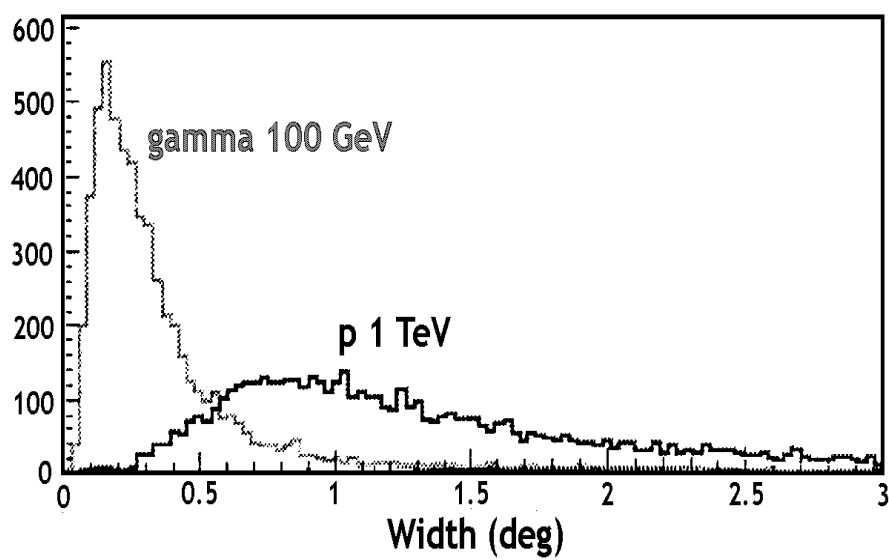


FIG. 3.27 – Le paramètre “Width” pour des gamma de 100 GeV et des protons de 1 TeV

3.5 Le catalogue de EGRET

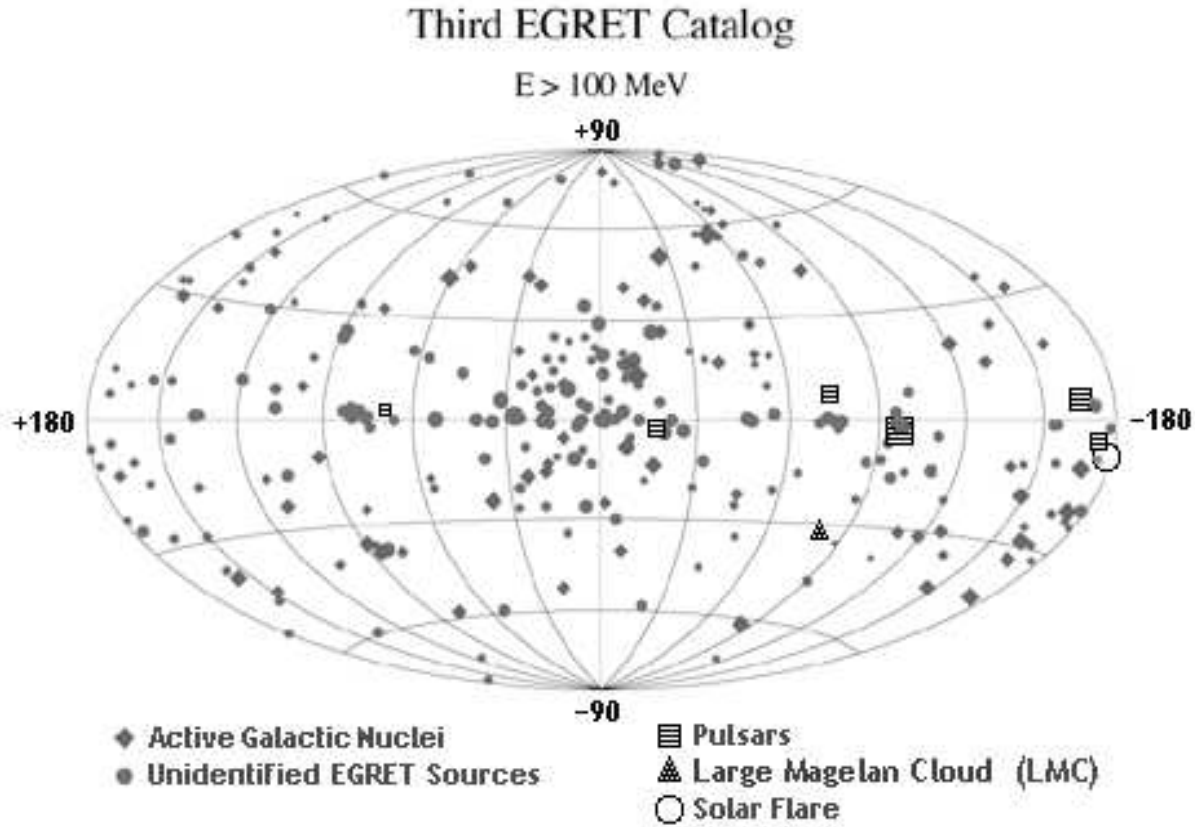


FIG. 3.28 – Le catalogue de EGRET

Dans le catalogue de 1997, le seuil était fixé à 100 MeV et une coupure avait été fixée à 5σ sur le bruit de fond. Le résultat est donné dans la figure 3.28.

On a, entre autre, un ensemble d'environ 50 sources que l'on a associé à des objets avec $z \in [0.03, 2.28]$ (voir eq. 1.8), donc probablement extragalactiques. Toutefois à cause de la faible résolution angulaire l'association n'est pas aisée.

3.6 Les sources de gamma multi-GeV.

3.6.1 Sources galactiques

La figure 3.29 montre le spectre du Crabe. Il s'agit donc de l'émission d'une nébuleuse qui est excitée par son pulsar.

La partie $E < 10^{10}$ eV est essentiellement due à la radiation synchrotron, tandis qu'en dessus on s'attend à une contribution de l'effet Compton Inverse. Les premières mesures par des ACT confirment les prédictions. Dans la figure on a indiqué aussi la région de sensibilité de GLAST et de HESS (un IACT proposé par Heidelberg).

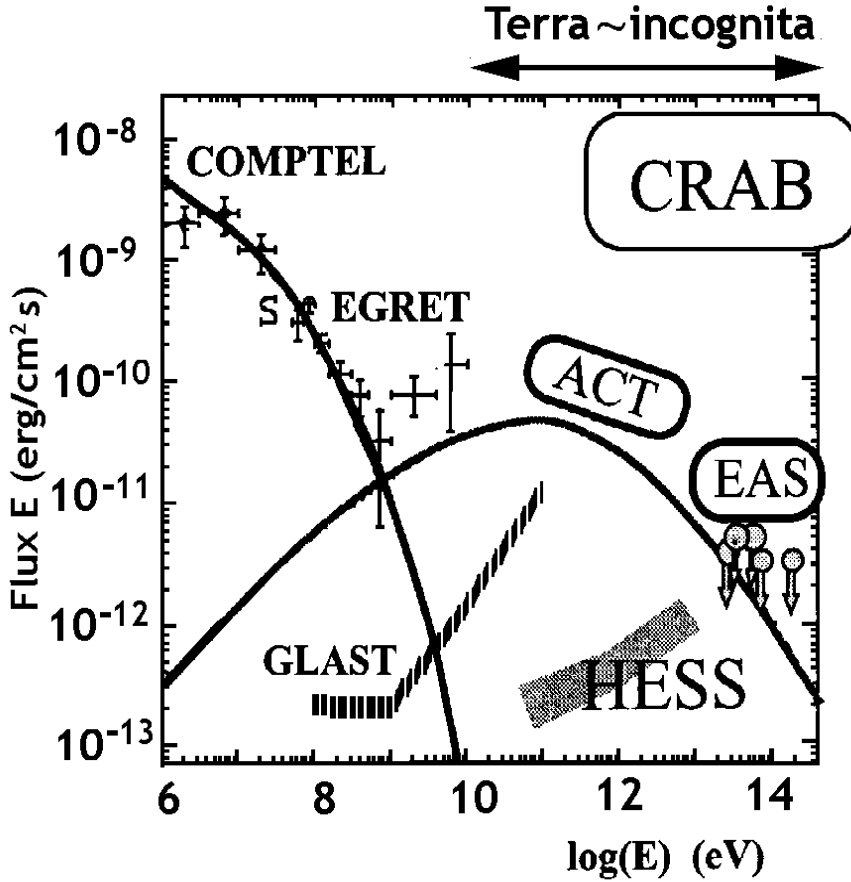


FIG. 3.29 – Emission de la Nébuleuse du Crabe.

D'autres signaux sont attendus des SN de type II ou de nébuleuses excitées par des sources externes.

3.6.2 Sources extragalactiques

Active Galactic Nuclei (AGN) : les “blazars” MRK421 et 450 ont été détectés à l'observatoire Whipple ainsi que par le détecteur HEGRA (voir figure 2.7), avec un seuil de 1 TeV. Un seuil de 100 GeV ou moins devrait permettre l'observation de plusieurs objets.

La présence d'événements explosifs a été constatée dans MRK421 dans la région du keV par ASCA et dans la région du TeV à l'observatoire Whipple (voir figure 3.30). Cela souligne la nécessité d'avoir une bonne sensibilité sur des intervalles de moins d'une heure.

Amas de Galaxies : les RC cosmologiques (générés pendant la formation des galaxies) devraient produire des pions neutres, donc des photons par collision avec les nuages. Ces photons devraient être assez difficilement visibles dans les ACT car la dimension angulaire de la source dépasse le degré.

Starburst Galaxies : l'intensité des RC dans le noyau de M82 est estimée être 100 fois plus grande que dans notre galaxie. Cet objet est à 3.2 Mpc de nous, donc “ponctuel” et

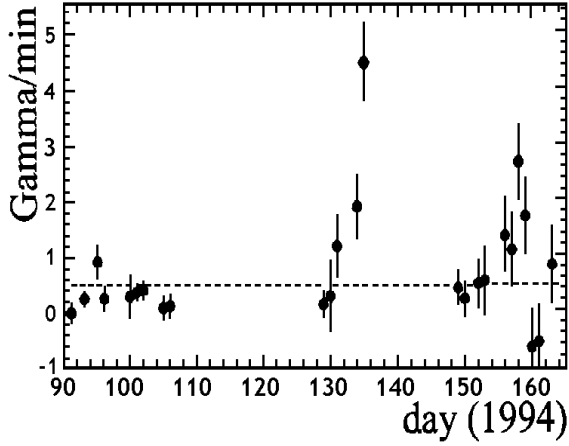


FIG. 3.30 – Événement explosif détecté à l’observatoire Whipple.

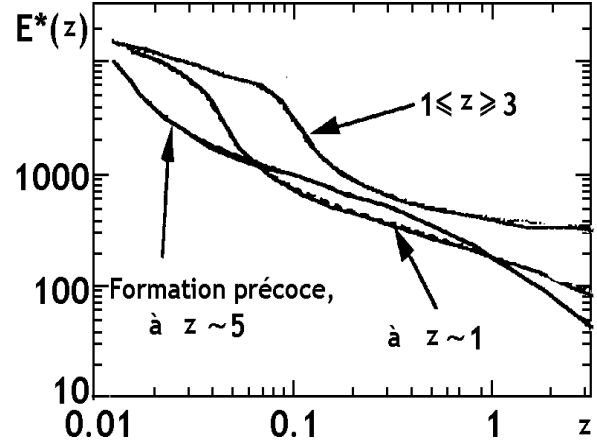


FIG. 3.31 – La valeur du cutoff attendu suivant le moment où les galaxies se sont formées. Ici l’âge est donné par l’indice de “red shift” z .

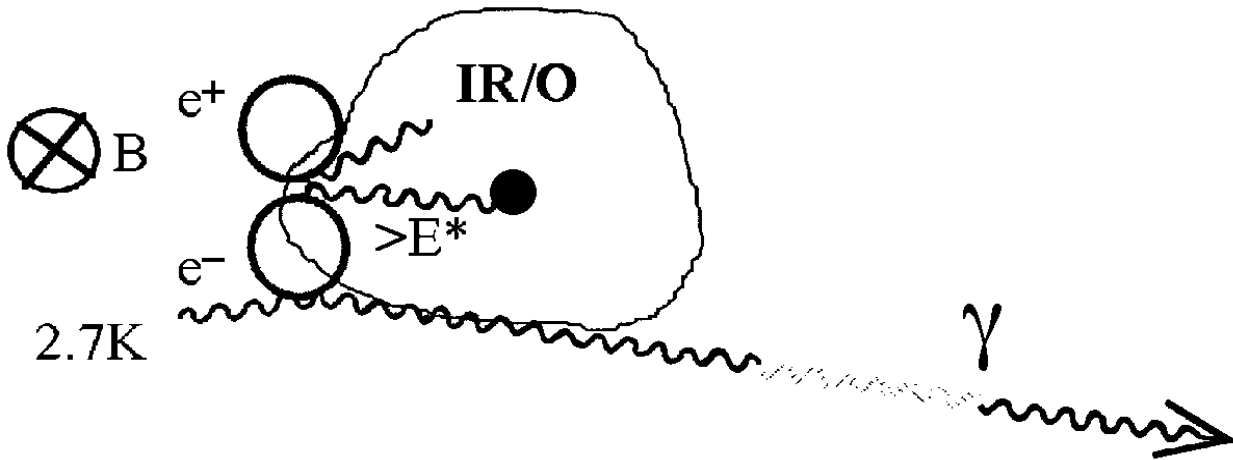


FIG. 3.32 – Formation de paires dans le halo d’un objet cosmologique.

pourrait être étudié par des ACT.

3.6.3 Cosmologie observationnelle.

Absorption photon-photon. Si l’on suppose connu le spectre “original” de photons de haute énergie, $N_o(E)$, l’interaction avec le fond e.m. sur une distance d en atténue l’intensité :

$$N(E) = N_o(E) \exp[-\tau(E, d)]$$

Le “cutoff” E^* est la valeur de E pour une atténuation $1/e$, c. à d. pour $\tau(E^*, d) = 1$. Si l’on peut déterminer E^* pour plusieurs sources, on peut ensuite comparer les

résultats de mesure à des modèles qui contiennent l'âge des galaxies comme paramètre (voir figure 3.31).

Formation de paires dans le halo d'un objet cosmologique : les gamma de la source centrale ne sont pas directement visibles car ils interagissent avec les fonds IR (Infra-Rouge) et Optique locaux. Par contre ils produisent des paires $e^+ e^-$ qui donnent lieu à du Compton inverse sur la radiation de fond (voir figure 3.32). On peut montrer que cela constitue une “bougie standard” et pourrait amener à un calcul indépendant de la constante de Hubble.

3.7 Geminga

C'est une source très intense qui a été identifiée à un pulsar avec une période $P=0.237$ s et un champ magnétique à la surface de $1.6 \cdot 10^{18}$ T. C'est la seconde source de gamma du ciel en importance. On n'a pas pu trouver une contrepartie d'ondes radio, malgré de longues recherches. Geminga (en dialecte milanais, signifie “il n'est pas là”) fut observée par le satellite SAS-2 et étudiée en détail par COS-B. Par la suite, une source X pulsée détectée par ROSAT lui a été associée. La périodicité a aussi été déterminée à l'aide des données de EGRET, COS-B et SAS-2.

3.8 Gamma Ray Burst (GRB)

Ils avaient été observés par les satellites de la série Vela, qui surveillaient les explosions atomiques. L'information fut cachée pendant 13 ans pour des raisons de secrets militaires.

Le détecteur BATSE a montré que ces événements explosifs, de courte durée (< 1 sec), peuplent de façon uniforme le ciel. Cela nous fait penser à une origine extragalactique.

Toutefois, la preuve de leur origine cosmologique ne pouvait être apportée que par l'identification de la source et une mesure du “red shift”. En 1997 cela fut réalisé par le satellite X BeppoSAX qui permettait de localiser la position de la source dans une région de quelques minutes d'arc. Le 28 02 1997 BeppoSAX signala un événement qui fut reconnu par le télescope Hubble et par le télescope Keck (Sur le Mauna Kea, île d'Hawaii). Ces derniers observèrent une nébuleuse de luminosité décroissante. Des lignes d'absorption du magnésium ont permis d'estimer un $z=0.835$, ce qui est un indice de l'origine extragalactique de GRB970228. Depuis lors plusieurs objets ont été corrélés aux observations de BeppoSAX, avec un z maximal de 3.4.

Quelle est l'origine des GRB ?

A la différence des SN, ces événements sont très courts, entre une fraction de seconde et quelques secondes (figure 3.33). Il pourrait s'agir de l'éjection par une étoile d'une couche très mince de particules relativistes, à la suite d'un choc. La durée très courte que l'on observe dans les diagrammes temporels pourrait être un effet associé à la vitesse ultra-relativiste de l'enveloppe, avec $\gamma = \mathcal{O}(1000)$.

Supposons par exemple qu'un flash γ_1 ait lieu à $t=0$ (figure 3.34). A ce moment on

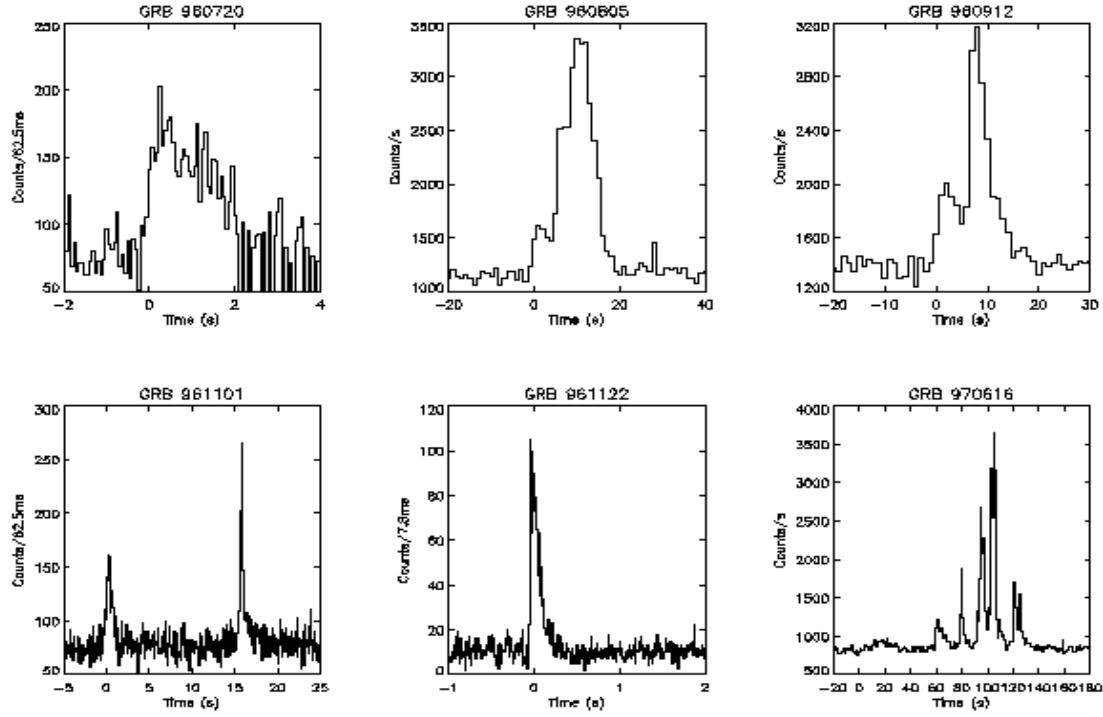


FIG. 3.33 – Echantillon de GRB observés par BeppoSAX.

imagine que la couche soit éjectée avec une vitesse v voisine de c . Alors :

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2} \simeq \frac{1}{2(1 - \beta)} \quad \text{et}$$

$$v = c\beta \approx c \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} \right)$$

Supposons ensuite qu'un second flash γ_2 soit généré par la rencontre de la couche avec un matériau situé à distance R . Pour un observateur placé au centre, le temps nécessaire à la lumière du premier flash pour arriver en R est $t=R/c$, donc la différence temporelle entre les deux flashes observée sur terre sera :

$$\Delta t_{\text{terre}} = \frac{R}{c\beta} - \frac{R}{c} \approx \frac{R}{2c\gamma^2} = \frac{t}{2\gamma^2}$$

Si l'on considère un temps propre d'un mois, on obtient environ 1 s, pour $\gamma=1000$.

Même si l'on ne connaît pas le mécanisme en détail, on peut considérer qu'on n'est pas trop loin de la vérité. Il a été suggéré que les GRB proviennent de la collision d'étoiles à neutrons. Le taux attendu serait, dans ce cas, d'un événement par 10^6 années et par galaxie, ce qui correspond au taux observé.

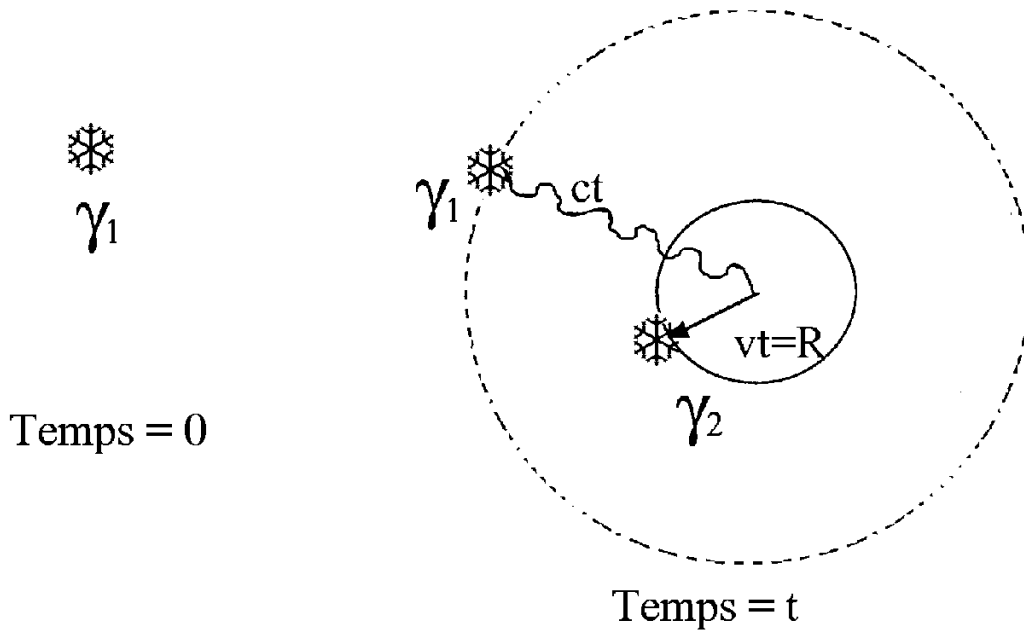


FIG. 3.34 – Diagramme pour expliquer la structure temporelle des GRB.

Il a aussi été suggéré que les GRB proviennent de restes de supernovae. Le coeur de la supernova (l'étoile à neutrons du centre) émettrait des jets bipolaires (comme c'est le cas des noyaux des galaxies actives). Les particules du jet peuvent frapper la couche en expansion produite par l'explosion de la SN et la chauffer localement. Le mouvement fortement relativiste transforme le spectre quasi-thermique en une impulsion gamma collimatée. L'hypothèse que les GRB et les Supernovae sont des phénomènes liés, semble être confirmée par l'observation de GRB030329 et de l'identification subséquente de la Supernova 2003dh (arXiv :astro-ph/0304173, 21-5-2003).

4 Neutrini

A Interaction des particules avec la matière.

A.1 Photons et électrons.

On peut décrire phénoménologiquement l'interaction de **photons** qui traversent une épaisseur dx de matière homogène par l'absorption d'une fraction :

$$\frac{dN}{N} = -\mu dx$$

le signe $-$ indique que les dN sont perdus, μ est le **coefficient d'absorption**, N le nombre de photons à l'entrée.

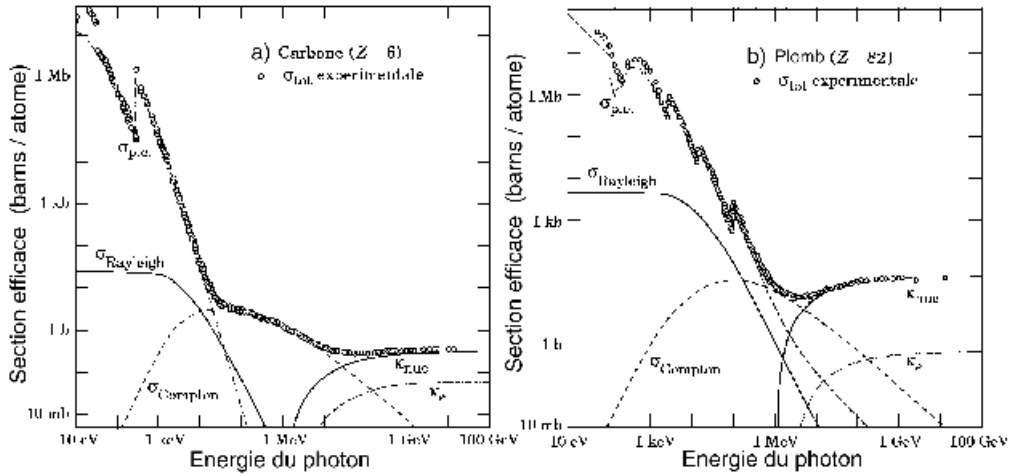


FIG. A.1 – Sections efficaces d'absorption des photons en fonction de leur énergie, **a)** dans le carbone ; **b)** dans le plomb.

L'intégration donne la décroissance exponentielle en fonction de l'épaisseur totale :

$$N = N_0 \exp(-\mu x)$$

μ peut être calculé théoriquement à partir de la section efficace σ d'absorption, qui représente la probabilité pour un photon d'interagir avec le milieu. Trois processus dominent (voir figure A.1) :

- 1) τ : l'effet photoélectrique : $\gamma + A \rightarrow A^+ + e^-$, dominant pour $E_\gamma < 500$ KeV. Les discontinuités dans la courbe $\sigma_{p.e.}$ correspondent à des transitions entre couches électroniques de l'atome ;
- 2) l'effet Compton (σ_{Compton}) : $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ et la diffusion cohérente sur les atomes (σ_{Rayleigh}) : $\gamma + A \rightarrow \gamma + A$;
- 3) la production de paires dans le champ nucléaire (κ_{nuc}) et dans celui des e^- (κ_e), dominante pour $E_\gamma > 2$ MeV.

De plus, on peut observer des réactions photonucléaires avec les noyaux qui sont suivies en général par l'émission de nucléons ($\sigma_{\text{P.H.N.}}$).

La section efficace de l'effet photoélectrique est proportionnelle à Z^5 pour $E_\gamma > m_e c^2$. La section efficace de création de paires est proportionnelle à Z^2 . Le nombre total d'électrons disponibles pour effectuer une diffusion Compton est de l'ordre de Z/atome .

En conclusion, l'effet global doit être fonction du Z (moyen) de la substance.

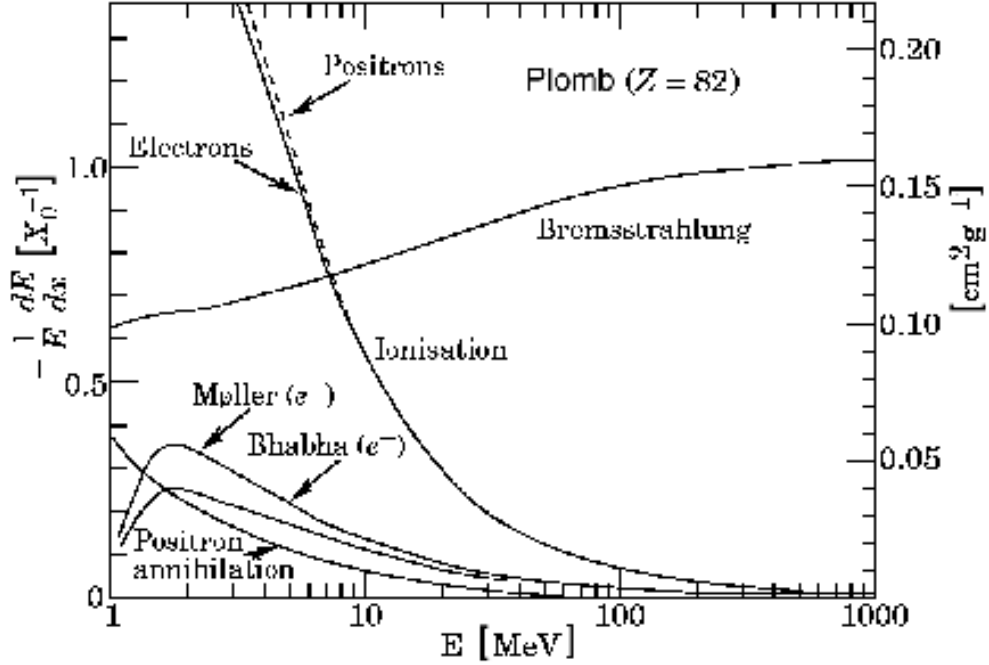


FIG. A.2 – Perte d'énergie fractionnaire par unité de longueur de radiation en fonction de l'énergie des électrons (positrons).

Un **électron** qui traverse la matière perd de l'énergie par ionisation comme toute particule chargée (figure A.2). Pour des énergies de plus de 10 MeV, le processus dominant est celui de Bremsstrahlung : $e \rightarrow \gamma + e$ qui a lieu dans le champ coulombien d'un noyau. L'intervention de ce champ est indispensable pour assurer la conservation de (E, \mathbf{p}) ; il s'agit en effet d'une diffusion $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$, où le premier photon est virtuel et représente le quantum d'énergie e.m. échangée entre le noyau et l'électron.

La perte moyenne d'énergie par collision dépend du Z^2 de la substance. On trouve que l'on peut exprimer la perte d'énergie par rayonnement sous la forme :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0},$$

valable pour $E \gg m_e c^2$. X_0 est appelée la **longueur de radiation**. L'énergie moyenne des électrons à la profondeur x est donnée approximativement par :

$$\langle E(x) \rangle = E_0 \exp(-x/X_0)$$

Les fluctuations statistiques sont importantes étant donné la nature stochastique de l'interaction (théories de Landau et Vavilov). Donc, pour $x = X_0$ l'énergie moyenne est réduite d'un facteur $1/e$.

La longueur de radiation X_0 dépend du matériel traversé ; cette dépendance est donnée par une expression du type :

$$X_0 \approx 180A/Z^2 \quad [g/cm^2]$$

valable à $\sim 20\%$ pour $Z > 13$.

Par exemple dans le Fe : $180 \cdot 56/26^2 = 14.9 \text{ g/cm}^2 = 14.9/7.87 = 1.89 \text{ cm}$, à comparer avec 1.76 de la table.

Si maintenant on revient à la production de photons par rayonnement on trouve que la section efficace est aussi proportionnelle à A/Z^2 . On peut donc utiliser la longueur de radiation pour caractériser ce processus. La probabilité de conversion en paire e^+e^- est donnée par :

$$P \simeq 1 - \exp\left(-\frac{7x}{9X_0}\right)$$

Sur une distance X_0 , la probabilité de conversion d'un photon en un couple e^+e^- vaut environ $1 - e^{-0.8} = 0.55$, à peu près constante à partir de 1 GeV.

En conclusion, à haute énergie où la perte d'énergie par radiation et la création de paires dominant, l'interaction des électrons et des photons dans la matière ne dépend que de la valeur de X_0 . On peut ainsi caractériser la topologie des gerbes e.m. initiées par une de ces particules de façon indépendante de la substance.

A.2 Gerbes électromagnétiques.

Elles sont générées par l'interaction de gamma ou d'électrons énergétiques avec la matière (interactions e.m.). Comme précédemment on est amené à normaliser les distances en terme d' X_0 la longueur de radiation. Dans ce cas, on obtient pour les électrons :

$$\delta E_{\text{radiation}} \cong -E \frac{\delta x}{X_0} \quad (E > 1 \text{ GeV})$$

De plus il y a une valeur de l'énergie de l'électron E_c (E critique) en dessous de laquelle la perte d'énergie par collision (ionisation du milieu) domine la perte par radiation :

$$E_c = 580/Z \text{ MeV}$$

valable à 10% près pour $Z > 13$.

Notons que certains auteurs désignent par ε l'énergie critique et par E_c l'énergie du seuil de détection.

Un modèle simple de génération d'une gerbe e.m. se trouve dans le livre de W. Heitler³. Un photon incident d'énergie E_0 traversant une épaisseur X_0 a une prob. = 0.55 de se convertir en une paire e^+e^- . Chaque particule générée a en moyenne une énergie $E_0/2$ (figure A.3). Après une distance X_0 , l'énergie de chaque électron est réduite par un facteur

³W. Heitler : The Quantum Theory of Radiation. 3d edition. Oxford Press (1954).

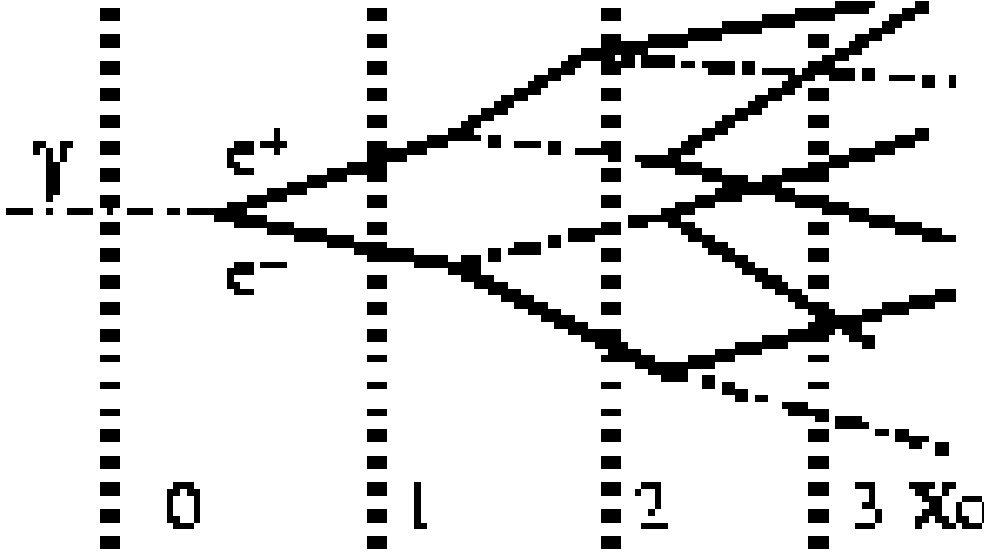


FIG. A.3 – Développement d’une gerbe électromagnétique (modèle de W.Heitler).

e^- . Une grande partie de cette énergie est émise sous forme de photons avec une énergie comparable à E_0 . On suppose qu’un seul photon est émis avec $E = (E_0/2)/2$. On a maintenant 4 particules et on est à une profondeur de $2X_0$. Et ainsi de suite. Après tX_0 , on a 2^t particules. Le processus s’arrête quand $E_0/2^t$ devient plus petit que E_c . A ce stade, le nombre de particules est maximal : $N_{\max} = E_0/E_c$ et la profondeur vaut : $t_{\max} = \log(E_0/E_c) \log 2$.

Ce modèle simple peut être amélioré. Des programmes de simulation (comme **EGS** “électron gamma shower” de SLAC) sont capables de reproduire les caractéristiques des gerbes avec une précision de 1 à 5%. Toutefois des formules simples pour des estimations sont disponibles :

- Position du maximum : $t_{\max} = \log(E_0/E_c) - t_0$ avec $t_0 = 1.1$ pour des gerbes initialisées par des e^\pm et $t_0 = 0.3$ pour des gamma. La gerbe e.m. produite par des e^\pm commence plus tôt que celle créée par un γ .
- Le centre de gravité de la gerbe vaut $t_{\max} + 1.4$ et $t_{\max} + 1.7$ respectivement pour les cas e^\pm et γ .
- Un bon détecteur “calorimétrique” doit pouvoir contenir la gerbe e.m. dans sa presque totalité. La perte vers l’arrière (mais aussi le “back-scattering” vers l’avant..) fluctue autour d’une valeur moyenne et affecte la résolution de la mesure. On trouve en moyenne que la gerbe a perdu 98% de son énergie dans environ $L_{98\%} = 2.5t_{\max}$. Un bon calorimètre fait $20X_0$ au moins.
- La longueur totale des traces de particules chargées vaut $T = E/E_c$.
- D’autre part, la dimension latérale de la gerbe est fonction de la profondeur. Physiquement elle est déterminée par l’angle moyen de bremsstrahlung ($\approx p_e/m_e$) et par les effets de diffusion multiple. On trouve que la gerbe est contenue dans un rayon

ρ_M : $\rho_M \cong \frac{21 \text{ MeV}}{E_c}$ (le rayon de Molière) jusqu'à la profondeur t_{\max} . Intégré sur toute la profondeur, le rayon nécessaire pour collecter 90% de l'énergie vaut : $R_{90\%} = 2\rho_M$. On a souvent besoin de paramétrer le comportement moyen des gerbes. Cela est utile pour des routines de "Fast Showering".

A.3 Gerbes hadroniques.

L'interaction e.m. des hadrons chargés devient négligeable à haute énergie. Les processus forts à partir de quelques GeV/c ont une section efficace totale σ_{tot} de l'ordre de 20-50 mb, dont une certaine fraction est constituée par de la diffusion élastique ($\simeq 20\%$ dans le cas $p-p$).

Pour mesurer la probabilité d'absorption d'un hadron dans la matière on utilise généralement une section efficace qui ne contient pas les contributions élastiques (diffusion cohérente sur les noyaux) ou quasi-élastiques (diffusion sur les nucléons du noyau) : $\sigma_{\text{abs}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{el}} - \sigma_{q.\text{él.}}$. Par exemple on trouve que $\sigma_{\text{abs}} \approx 41.2 A^{0.71} [\text{mb}]$ pour des neutrons sur des noyaux de poids atomique A .

On n'a pas d'approche simple pour décrire une **gerbe hadronique**. On définit une **longueur d'absorption** : $\lambda_0 = A/N_A \rho \sigma_{\text{abs}}$ qui permet de "normaliser" la topologie de la gerbe (un peu comme X_0 dans la gerbe électromagnétique). Une approximation est par exemple :

$$\lambda_0[\text{cm}] \simeq \frac{35 A^{1/3}}{\rho} \simeq 390 A^{-2/3}$$

Il existe des programmes de simulation (Geisha, Fluka,...) mais leur précision est réduite. Les fluctuations des gerbes hadroniques sont beaucoup plus grandes celles des gerbes e.m., ce qui complique la résolution du problème.

Une gerbe typique est engendrée par la création de particules rapides par interaction forte sur les nucléons de la matière. Les secondaires sont pour l'essentiel des pions et des nucléons. Souvent des π^0 sont produits, ce qui donne des sous-gerbes e.m. A 10 GeV, cela représente 20% de l'énergie dissipée ; la fraction de π^0 est donnée à peu près par $0.1 \log(E [\text{GeV}])$. Une partie de l'énergie est perdue en excitation et fission nucléaire, ce qui réduit la part de l'énergie "visible". Une autre part de la réduction vient de la production de neutrinos non détectés. Dans certaines expériences les muons échappent aussi à la détection.

Rappelons quelques relations utiles :

- Le maximum de la gerbe (en unités λ_0) : $t_{\max} = 0.90 + 0.36 \log(E[\text{GeV}])$.
- La profondeur correspondant à une déposition de 95% de l'énergie est donnée par : $t_{95\%} = t_{\max} + 2.5 E^{0.13}$. En pratique un calorimètre hadronique devrait avoir une épaisseur d'au moins $5\lambda_0$.
- 95% de l'énergie de la gerbe est contenue dans un rayon $R_{95\%} = 1\lambda_0$.

Le tableau A.3.1 donne un certain nombre d'informations concernant les matériaux usuellement utilisés pour les calorimètres.

Matériel	Z	A	a) ρ (g/cm ²)	a) dE/dx (MeV/cm)	a) λ_0 (cm) pour N	b) λ_0 (cm) pour π	a) X_0 (cm)	E_c (MeV)	c) e.m. $\lambda_{att}(X_0)$
C	6	12.0	≈ 1.55	≈ 2.76	49.9	64.9	≈ 27.5	75.9	
Al	13	27.0	2.70	4.37	37.2	45.8	8.9	39.3	2.7
A liquide	18	40.0	1.40	2.11	80.9	97.7	14.0	29.8	
Fe	26	55.9	7.87	11.6	17.1	18.9	1.76	20.5	
Cu	29	63.5	8.96	12.9	14.8	17.2	1.43	18.7	3.0
Sn	50	118.7	7.31	9.4	22.8	24.7	1.21	11.4	3.5
W	74	183.9	19.3	22.6	10.3	10.5	0.35	7.9	4.1
Pb	82	207.2	11.35	12.8	18.5	18.4	0.56	7.2	3.9
U	92	238.0	18.95	20.7	12.0	11.4	0.32	6.6	
NaI			3.67	4.84	41.3		2.59	12.5	
Scintillateur plastique			1.032	2.03	68.5		42.9	87.1	
Lucite			≈ 1.2	2.32	65.0		34.5	80.0	

TAB. A.1 – Paramètres de matériaux utilisés pour les calorimètres. Note : λ_0 = longueur d'absorption nucléaire, X_0 = longueur de radiation, E_c = énergie critique. **a)** De la table PDG (1978). **b)** La section efficace inélastique des pions $\sigma_i = 31.2 A^{0.744}$ (mb) a été utilisée. **c)** Les valeurs correspondent à des gerbes électromagnétiques de 6 GeV.

B Annexe : Equation de transport